

Paris 1970

Série A,
N° d'ordre
593

Inscrit aux archives originales
du Centre de Documentation
du CNRS sous le n° AO4185

T H E S E

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Paul FOISSEL

SUJET DE LA THESE

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES ETATS ANALOGUES
DANS LES NOYAUX LOURDS DEFORMES

Soutenue le 11 mars 1970 devant la Commission d'Examen

M. M. RIOU

Président

Mme P. BENOIST-GUEUTAL

M. A. MESSIAH

Examineurs

Mme L. PAPINEAU

Série A,
N° d'ordre
593

Inscrit aux archives originales
du Centre de Documentation
du CNRS sous le n° AO4185

T H E S E

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Paul FOISSEL

SUJET DE LA THESE

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES ETATS ANALOGUES
DANS LES NOYAUX LOURDS DEFORMES**

Soutenue le 11 mars 1970 devant la Commission d'Examen

M. M. RIOU

Président

Mme P. BENOIST-GUEUTAL

M. A. MESSIAH

Examineurs

Mme L. PAPINEAU



A M A F E M M E,

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur E. COTTON, Chef du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, qui m'a accueilli dans son laboratoire. L'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail a été pour moi un grand encouragement.

Toute ma gratitude va à Monsieur le Professeur A. MESSIAH : les conseils et les encouragements qu'il m'a prodigués m'ont été précieux.

J'adresse l'hommage de mon respect à Madame le Professeur P. BENOIST-GUEUTAL, qui a guidé mes études de Physique Nucléaire et accepta de patronner ce Doctorat d'Etat.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur M. RIOU d'avoir bien voulu présider la soutenance de cette thèse.

Mes plus vifs remerciements vont à Madame L. PAPINEAU, qui a dirigé ce travail, et à Madame C. LEVI, qui n'a pas ménagé ses efforts dans l'aide qu'elle m'a apportée.

Ce travail a été effectué en collaboration avec Messieurs A. ADAM, Y. CASSAGNOU, J. GASTBOIS, M. LAMEHI-RACHTI, Madame C. LEVI, Monsieur W. MITTIG, Madame L. PAPINEAU et Monsieur A. STEGNER. Je les remercie tous chaleureusement.

Monsieur B. DELAUNAY et toute l'équipe de conduite ont assuré un très bon fonctionnement de l'accélérateur Tandem Van de Graaff ; Madame D. DARONIAN et ses collaboratrices ont toujours maintenu le calculateur CAE 510 en parfait état de marche. Qu'ils en soient remerciés.

Je remercie également Messieurs A. PAGES et J. QUIDORT et leur équipe pour l'électronique et les détecteurs qu'ils ont mis à notre disposition, Messieurs F. JUSCZAK et R. LANGLOIS pour l'aide qu'ils ont apportée au montage des expériences et à la maintenance du vide, Monsieur G. SOUCHERE dont l'expérience dans l'amélioration de la résolution des détecteurs nous a été précieuse, et Mademoiselle

M. DOURY dont la compétence pour la fabrication des cibles délicates est inestimable.

Je voudrais également remercier ici Monsieur le Professeur GENTNER qui nous a permis de faire des expériences à l'accélérateur Empereur de l'Institut Max-Planck de Heidelberg, ainsi que le Professeur P. VON BRENTANO et son équipe pour l'aide qu'ils nous ont apportée à cette occasion.

Je voudrais enfin remercier tout particulièrement Madame P. GUGENBERGER et ses collaboratrices, et plus spécialement Mademoiselle A. MITHOUARD et Madame A. CAUFORIEZ pour la présentation matérielle de ce mémoire.

C'est en qualité de Boursier de Thèse du Commissariat à l'Energie Atomique que j'ai pu accomplir ce travail.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I</u> - LES ETATS ANALOGUES DE SPIN ISOBARIQUE	4
I. LE FORMALISME DU SPIN ISOBARIQUE	4
II. LE SPIN ISOBARIQUE DANS LES NOYAUX	6
III. LES ETATS ANALOGUES DE SPIN ISOBARIQUE	10
IV. ETATS ANALOGUES ET REACTIONS NUCLEAIRES	14
V. ASPECTS SPECTROSCOPIQUES DE L'ETUDE DES ETATS ANALOGUES.	27
VI. DIFFERENCES D'ENERGIE COULOMBIENNE	35
<u>CHAPITRE II</u> - SPECTROSCOPIE NUCLEAIRE DES TERRES RARES. LES NOYAUX DEFORMES	45
I. LE MODELE UNIFIE	46
II. LE MODELE DE NILSSON	53
III. MELANGES DE CONFIGURATIONS	57
IV. DESCRIPTIONS MICROSCOPIQUES DES ETATS DES NOYAUX DEFORMES	60
<u>CHAPITRE III</u> - TECHNIQUES EXPERIMENTALES ET TRAITEMENT DES RESULTATS BRUTS	67
I. LES MONTAGES EXPERIMENTAUX	67
II. TRAITEMENT DES RESULTATS EXPERIMENTAUX BRUTS	76

<u>CHAPITRE IV</u> - INTERPRETATION DES RESONANCES OBSERVEES. CALCUL DES LARGEURS PARTIELLES DE DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE	81
I. DESCRIPTION QUALITATIVE DES FONCTIONS D'EXCITATION OBTENUES	81
II. INTERPRETATION DES RESONANCES OBSERVEES	84
III. CALCUL DES RECOUVREMENTS DE FONCTIONS D'ONDE DANS LES NOYAUX DEFORMES	86
IV. CALCUL DES LARGEURS DE PARTICULE INDEPENDANTE	93
V. LARGEURS PARTIELLES DE DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE VERS LES ETATS DE LA BANDE DE ROTATION DE L'ETAT FONDAMEN- TAL DES ISOTOPES PAIR-PAIR DE L'YTTERBIUM	100
<u>CHAPITRE V</u> - METHODE D'ANALYSE DES FONCTIONS D'EXCITATION ET DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES	103
I. METHODE D'ANALYSE DES FONCTIONS D'EXCITATION DE DIFFUSION ELASTIQUE	103
II. METHODES D'ANALYSE DES FONCTIONS D'EXCITATION ET DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE LA DIFFUSION INELASTIQUE	107
<u>CHAPITRE VI</u> - LES RESULTATS ET LEUR INTERPRETATION	123
I. ASPECTS SPECTROSCOPIQUES DE CETTE ETUDE	123
II. MECANISMES DE REACTION	139
III. DIFFERENCES D'ENERGIE COULOMBIENNE	140
<u>CONCLUSION</u>	144
<u>REFERENCES</u>	146
<u>TABEAU</u>	155
<u>LEGENDES DES FIGURES</u>	167

INTRODUCTION

Les états analogues de spin isobarique dans les noyaux moyens et lourds furent observés pour la première fois en 1961 par J.D. Anderson et al. dans les spectres de neutrons des réactions (p,n). [AN61]. Les études d'états analogues ne connurent cependant un grand développement qu'à partir de 1964, après la mise en évidence de ces états dans les fonctions d'excitation de diffusion élastique de protons, par J.D. Fox et al. [F064], puis dans les fonctions d'excitation de diffusion inélastique de protons [J064,AL65a]. Par la suite, ils furent identifiés et étudiés à l'aide de nombreuses autres réactions.

L'étude des états analogues présente des intérêts multiples dont le nombre n'a cessé de croître :

a) Elle soulève un certain nombre de problèmes d'interprétation, notamment en ce qui concerne la pureté du spin isobarique, les largeurs observées, et, de façon très générale, les mécanismes de réaction. Elle est en particulier un point d'appui expérimental important pour les théories basées sur l'existence de "structures intermédiaires".

b) Elle s'est révélée un nouvel outil spectroscopique particulièrement puissant. Elle permet en effet d'obtenir des informations sur la structure nucléaire indépendamment de toute autre méthode et constitue parfois le seul moyen dont on dispose pour obtenir ces informations. Dans de nombreux cas, une simple analyse qualitative des fonctions d'excitation permet de tirer des conclusions importantes.

c) Les bilans d'énergie qu'elle permet de mesurer donnent également des renseignements intéressants sur la distribution de la matière nucléaire et sur la structure nucléaire (à partir des différences d'énergie coulombienne), ou sur l'énergie de symétrie dans les noyaux (à partir des différences d'énergie entre états analogues et états anti-analogues).

L'étude des états analogues par diffusion résonnante de protons n'avait, jusqu'à la fin de 1966, été entreprise que pour des noyaux sphériques, au voisinage immédiat des couches fermées. On ne disposait en particulier à cette date d'aucun résultat pour les noyaux de masse comprise entre $A = 148$ et $A = 204$.

L'étude de la diffusion élastique et inélastique de protons sur ^{172}Yb et ^{174}Yb nous permit de montrer que les états analogues pouvaient également être observés en tant que résonances dans les noyaux très déformés de la région des terres rares. Une analyse préliminaire de ces premières expériences [F067,AD67] montra qu'une étude très détaillée de ces résonances permettrait de les utiliser à des fins spectroscopiques, ou pour déterminer les différences d'énergie coulombienne et les largeurs totales. Cette étude fut donc étendue à la détermination des fonctions d'excitation de la diffusion (p,p) et (p,p') sur d'autres isotopes de l'ytterbium (^{170}Yb , ^{171}Yb , ^{176}Yb), ainsi que sur certains isotopes du gadolinium (^{158}Gd , ^{156}Gd , ^{154}Gd) (noyaux de transition entre noyaux sphériques et noyaux déformés), puis, pour ^{176}Yb , à des énergies incidentes plus élevées.

Notre effort a surtout porté sur l'interprétation et l'analyse quantitative des résonances observées sur les fonctions d'excitation des états de la bande de rotation de l'état fondamental des noyaux pair-pair. Nous avons montré que cette analyse était possible, grâce au calcul du recouvrement des fonctions d'onde des états de deux isotopes voisins, et qu'elle était en principe plus puissante que l'analyse des réactions (d,p). Les principaux résultats obtenus concernent la mise en évidence d'états de parité positive, l'identification de certaines orbites de Nilsson, le couplage des états à une quasiparticule aux états de vibration γ , l'interférence entre excitation coulombienne et résonances analogues, l'influence de la déformation globale du noyau sur les différences d'énergie coulombienne.

Dans le chapitre I, un bref rappel du formalisme du spin isobarique nous permet d'introduire la question des états isobares analogues dans les noyaux moyens et lourds. L'utilité de l'étude des états analogues en ce qui concerne la connaissance des mécanismes de réaction, la spectroscopie nucléaire et les différences d'énergie coulombienne est ensuite dégagée.

Le chapitre II est consacré à la description théorique des noyaux déformés et à la spectroscopie des terres rares.

Les techniques et les méthodes expérimentales sont décrites dans le chapitre III, ainsi que le traitement des résultats expérimentaux bruts.

Le calcul des largeurs partielles de diffusion élastique et inélastique est exposé dans le chapitre IV.

Les méthodes d'analyse des fonctions d'excitation et des distributions angulaires sont présentées dans le chapitre V.

Le chapitre VI a trait à l'interprétation des résultats et à leur discussion.

CHAPITRE I

LES ETATS ANALOGUES DE SPIN ISOBARIQUE

Dans ce chapitre, nous abordons les questions théoriques relatives aux états analogues de spin isobarique dans les noyaux lourds en donnant un bref rappel du formalisme du spin isobarique, puis en montrant l'intérêt de ce formalisme pour l'étude de la structure nucléaire. Une interprétation possible de l'observation des états analogues, par la "théorie de la structure intermédiaire", nous permet ensuite de montrer comment l'étude des états analogues est susceptible de donner des résultats intéressants sur les mécanismes de réaction. Nous considérons ensuite les perspectives nouvelles ouvertes à la spectroscopie nucléaire par les diverses applications de cette étude, ainsi que les informations que l'on peut obtenir à partir des différences d'énergie coulombienne.

I. LE FORMALISME DU SPIN ISOBARIQUE

a) Le spin isobarique.

Lorsque plusieurs particules (ou systèmes de particules) ont toutes leurs propriétés ne concernant pas la charge électrique identiques, on peut les regrouper au sein d'un même multiplet de spin isobarique. Les différents états de charge des particules se représentent alors par un formalisme directement transposé du formalisme des moments angulaires. Le spin isobarique est un vecteur d'un espace fictif, l'espace des charges. Il obéit aux mêmes lois de commutation et de quantification qu'un moment angulaire.

Un multiplet de spin isobarique est formé de $2t + 1$ membres, notés $|\alpha, t, t_3\rangle$, où :

- t est la longueur du vecteur spin isobarique $\vec{t}$;

- t_3 est la troisième composante de $\vec{t}$: elle peut prendre les valeurs $-t, -t+1, -t+2, \dots, t-1, t$;

- α représente l'ensemble des autres nombres quantiques éventuellement nécessaires pour préciser complètement l'état du système.

La charge q et la troisième composante t_3 sont reliées par :

$$q = h - t_3 ,$$

où h est l'hypercharge, identique pour tous les membres du multiplet.

On définit par ailleurs les opérateurs t_+ et t_- par les relations :

$$t_+ = t_1 + it_2$$

$$t_- = t_1 - it_2 ,$$

où t_1 et t_2 sont les deux premières composantes de $\vec{t}$.

La propriété essentielle de ces opérateurs se résume par :

$$t_{\pm} |\alpha, t, t_3\rangle = [(t \mp t_3)(t \pm t_3 + 1)]^{1/2} |\alpha, t, t_3 \pm 1\rangle .$$

b) Le spin isobarique des nucléons.

L'utilité du concept de spin isobarique pour les nucléons vient du fait que les forces nucléaires apparaissent comme seulement très faiblement dépendantes de la charge. En effet, les trois interactions : proton-proton, proton-neutron, et neutron-neutron sont approximativement identiques : les forces p-p et n-n sont égales (on dit qu'elles sont symétriques de charge) ; la force (p-n) leur est seulement supérieure de quelques pour cent. Par ailleurs, proton et neutron ont des masses très voisines. On peut alors considérer le proton et le neutron comme deux états possibles d'une même entité : le nucléon, qui est alors un doublet de spin isobarique ($t=1/2$). L'état neutron est représenté par :

$$|n\rangle = |t=1/2, t_3=+1/2\rangle ,$$

et l'état proton par :

$$|p\rangle = |t=1/2, t_3=-1/2\rangle.$$

Les opérateurs t_+ et t_- permettent d'écrire :

$$\begin{aligned} t_+ |p\rangle &= |n\rangle & t_+ |n\rangle &= 0 \\ t_- |n\rangle &= |p\rangle & t_- |p\rangle &= 0. \end{aligned}$$

II. LE SPIN ISOBARIQUE DANS LES NOYAUX

a) Définitions.

Pour un noyau comportant A nucléons, on pose :

$$\vec{T} = \sum_{i=1}^A \vec{t}^{(i)} \quad \text{et} \quad T_3 = \sum_{i=1}^A t_3^{(i)}.$$

L'opérateur T_- est alors une somme d'opérateurs transformant un neutron en un proton :

$$T_- = \sum_{i=1}^A t_-^{(i)} = \sum_i a_i^+(p) a_i(n),$$

où $a_i^+(p)$ est l'opérateur de création d'un proton et $a_i(n)$ l'opérateur d'annihilation d'un neutron.

L'opérateur T_+ est une somme d'opérateurs transformant un proton en un neutron :

$$T_+ = \sum_{i=1}^A t_+^{(i)} = \sum_i a_i(p) a_i^+(n).$$

Si les A nucléons comportent N neutrons et Z protons, on a :

$$T_3 = \frac{1}{2} (N - Z)$$

(T_3 est alors positif pour les noyaux ayant un excès de neutrons ; c'est la raison pour laquelle on a pris $t_3 = +\frac{1}{2}$ pour le neutron, contrairement à la convention prise en physique des particules élémentaires). Le spin isobarique total peut alors prendre les valeurs :

$$T = \frac{N-Z}{2}, \frac{N-Z}{2} + 1, \frac{N-Z}{2} + 2, \dots, \frac{N+Z}{2}.$$

L'expérience a montré que le spin isobarique total des états fondamentaux des noyaux était, en général, égal à sa troisième composante :

$$T = |T_3| = \frac{|N-Z|}{2} .$$

Il y a cependant quelques exceptions pour lesquelles $T = |T_3| + 1$ (par exemple ^{34}Cl , ^{42}Sc , ^{46}V , etc... [JA65]).

b) Indépendance de charge des forces nucléaires.

L'hamiltonien total d'un noyau peut se mettre sous la forme :

$$H = H_N + H_C ,$$

où H_N représente les interactions spécifiquement nucléaires (que nous admettrons strictement indépendantes de la charge), et H_C les interactions coulombiennes :

$$H_C = e^2 \sum_{1 \leq i < j \leq A} \left(\frac{1}{2} - t_3^{(i)} \right) \left(\frac{1}{2} - t_3^{(j)} \right) \frac{1}{|r_i - r_j|} . \quad (I.1)$$

Les forces nucléaires étant indépendantes de charge, l'hamiltonien H_N est invariant par rapport aux rotations dans l'espace du spin isobarique; il commute donc avec le spin isobarique total :

$$[H_N, T^2] = 0 .$$

La conservation de la charge implique par ailleurs l'invariance de H par rotation autour du troisième axe de l'espace de spin isobarique. Par conséquent :

$$[H, T_3] = 0$$

et a fortiori :

$$[H_N, T_3] = 0 .$$

Un état propre de l'hamiltonien nucléaire est donc caractérisé par un spin isobarique T et sa troisième composante T_3 .

c) Multiplet de spin isobarique.

Le spin isobarique T étant un bon nombre quantique pour l'hamiltonien nucléaire H_N , il lui correspond $2T + 1$ valeurs de la troisième composante T_3 . Les états nucléaires d'une série de noyaux

isobares de masse A, qui ont tous leurs nombres quantiques identiques, y compris T, mais excepté T_3 , constituent donc un multiplet de spin isobarique de $2T + 1$ membres. Les états d'un tel multiplet ont en principe tous la même énergie, mais cette dégénérescence en énergie est levée par les interactions coulombiennes (influence du terme H_c), par le fait que le proton et le neutron n'ont pas exactement la même masse, ni le même moment magnétique, et éventuellement par la partie dépendante de charge des interactions nucléaires. Cependant, bien que cette dépendance de charge de l'hamiltonien total du noyau ait d'importantes conséquences, elle n'est pas suffisamment forte pour annuler complètement l'effet de la partie indépendante de charge.

d) Les multiplets de spin isobarique dans les noyaux légers.

Dans les noyaux légers ($Z \leq 20$, $A \leq 40$), les interactions coulombiennes sont assez faibles : H_c peut être considéré comme une perturbation. Le spin isobarique T est alors un bon nombre quantique et peut caractériser les états de ces noyaux. Leur étude étant considérée comme un bon test de l'indépendance de charge des forces nucléaires, de nombreux multiplets de spin isobarique avaient, avant 1961, été mis en évidence. On avait surtout observé des doublets ($T = \frac{1}{2}$) et des triplets ($T = 1$). Plus récemment ont été étudiés des quadruplets ($T = \frac{3}{2}$) et des quintuplets ($T = 2$) [CE68].

Dans ces noyaux, les différences d'énergie entre les membres d'un même multiplet sont très bien expliquées. Si l'on considère deux membres voisins d'un multiplet, H_c élève les niveaux du noyau le plus riche en protons d'une quantité qui peut être calculée comme une perturbation au premier ordre : c'est la valeur moyenne de la partie dépendante de charge de l'hamiltonien (en pratique, l'interaction coulombienne) calculée avec les états propres de la partie indépendante de charge (qui ont un spin isobarique bien défini). En tenant compte de la différence de masse neutron-proton, l'écart d'énergie entre deux niveaux homologues est :

$$\Delta E_c = \langle H_c(Z+1) - H_c(Z) \rangle - (m_n - m_p) . \quad (I.2)$$

La connaissance de nombreux multiplets a par ailleurs permis de vérifier la validité de l'équation semi-empirique reliant les masses des différents membres d'un multiplet de spin isobarique :

$$M(A, T, T_z) = a(A, T) + b(A, T) T_z + c(A, T) T_z^2 ,$$

équation basée sur l'existence d'états de spin isobarique relativement purs [WI58] (et qui permet, par l'analyse des constantes a , b et c , d'obtenir des informations sur la dépendance de charge des forces nucléaires [WI66]), ou de formules plus générales, telles que celle de Hecht [HE67,HE68] ou celle de Garvey et Kelson [GA66]. Les masses de noyaux légers encore inconnus ont ainsi pu être prédites ; leur connaissance a constitué un guide précieux pour la découverte de ces noyaux [CE68,JA69].

e) Validité du formalisme du spin isobarique pour les noyaux moyens et lourds.

L'intensité des interactions coulombiennes ainsi que les densités de niveaux augmentant avec la masse des noyaux, on pensait, avant 1961, que le mélange entre fonctions d'onde de spins isobariques différents augmentait également avec le nombre de masse. On admettait donc généralement que, pour des noyaux de masse supérieure à 40, le spin isobarique n'était plus un bon nombre quantique et ne pouvait plus caractériser un état nucléaire, mais qu'à chaque état correspondait une superposition d'états $|T, T_3\rangle$ de même T_3 , mais de T différents tels que $T \geq |T_3|$, un de ces états étant prédominant (en général $T_{\text{MIN}} = |T_3|$).

La découverte des états analogues, puis leur observation dans un grand nombre de noyaux moyens et lourds remettaient toutes ces conceptions en cause.

L'explication de l'observation des états analogues dans les noyaux lourds repose essentiellement sur la validité du modèle en couches. Considérons un noyau de masse A (N neutrons + Z protons) décrit par un modèle en couches. Pour les noyaux lourds, voisins de la ligne de stabilité, le nombre de neutrons N est toujours beaucoup plus grand que le nombre Z de protons. Les orbites occupées par des protons sont donc aussi complètement occupées par des neutrons. Si les fonctions d'onde radiales de ces états occupés sont strictement identiques pour les protons et pour les neutrons, l'application de l'opérateur T_+ à la fonction d'onde représentant ce système donne :

$$T_+ |T, T_3\rangle = 0 .$$

Le spin isobarique total est donc égal à sa troisième composante :

$$T = T_3 = \frac{N - Z}{2} .$$

Les neutrons en excès ont leurs spins isobariques alignés. C'est cet excès de neutrons qui favorise la conservation de T . En effet, l'excitation de protons vers des couches entièrement remplies de neutrons (fig.1(a)), ou l'excitation de neutrons provenant des couches vides de protons (fig.1(b)) conservent le spin isobarique total T . D'autre part, l'excitation de protons vers des couches incomplètes ou vides de neutrons (fig.1(c)), ou l'excitation de neutrons provenant des couches remplies de protons (fig.1(d)) ne conservent pas forcément T . T n'est donc pas, dans ce cas, nécessairement égal à T_3 .

Les configurations de faible énergie d'excitation sont donc obtenues par des excitations qui conservent T , alors que toutes les excitations ne conservant pas T conduisent à des configurations de grande énergie d'excitation. Ceci suffit pour expliquer que, bien que les interactions coulombiennes, non saturantes, soient, dans les noyaux lourds, très importantes, le spin isobarique total T est un bon nombre quantique pour l'état fondamental et les premiers états excités de ces noyaux, et que cela est d'autant plus vrai que l'excès de neutrons est grand. Ceci explique également la présence parmi les états plus excités d'états de spin isobarique différent de celui de l'état fondamental : les états analogues.

Les calculs de Sliv et Kharitonov [SL65] ont par ailleurs montré que l'intensité du mélange de composantes $|T+1\rangle$ dans les fonctions d'onde $|T\rangle$ des états les plus bas des noyaux croissait tout d'abord avec A pour les noyaux légers et atteignait 7% pour ^{40}Ca , puis décroissait régulièrement et était de l'ordre de 2% dans les noyaux lourds.

III. LES ETATS ANALOGUES DE SPIN ISOBARIQUE.

a) Les états analogues ; principales caractéristiques.

Considérons le noyau $^A_Z()_N$, de spin isobarique total $T_0 = \frac{N - Z}{2}$. L'état fondamental et les premiers états excités du noyau voisin $^{A+1}_Z()_{N+1}$, que nous supposons, pour simplifier, être des états de

neutrons décrits par un modèle à particules indépendantes, ont un spin isobarique total T égal à leur troisième composante T_3 et :

$$T = T_3 = \frac{1}{2}(N + 1 - Z) = T_0 + \frac{1}{2}.$$

Chacun de ces états est membre d'un multiplet de spin isobarique. Par définition, l'état analogue d'un tel état (appelé par commodité de langage "état parent") est le membre voisin du multiplet de spin isobarique dont la troisième composante est égale à $T-1 = T_0 - \frac{1}{2}$; c'est donc un état du noyau isobare ${}^{A+1}_{Z+1}(\)_N$.

Appliqué à la fonction d'onde de l'état parent $|P\rangle = | \{ (N+1, Z), J\pi\alpha \} ; T_0 + \frac{1}{2}, T_0 + \frac{1}{2} \rangle$, l'opérateur T_- abaisse la projection T_3 du spin isobarique d'une unité, tous les autres nombres quantiques (spin, parité, spin isobarique total, ...) restant inchangés. On obtient alors la fonction d'onde $|A\rangle$ de l'état analogue :

$$|A\rangle = \frac{T_-}{\sqrt{2T_0+1}} |P\rangle, \quad (I.5)$$

le facteur $\frac{1}{\sqrt{2T_0+1}}$ intervenant ici pour la normalisation. Or, appliquer l'opérateur T_- à la fonction d'onde de l'état parent revient à changer successivement tous les neutrons en excès en protons, ceci pour ne pas violer le principe de Pauli. La fonction d'onde de l'état analogue diffère donc dans ce cas de la fonction d'onde de l'état parent par l'addition de $2T_0$ composantes pour lesquelles un proton et un trou de neutron sont couplés à un moment angulaire total nul et une parité positive (fig. 2). Toutes ces configurations qui composent l'état analogue ont la même énergie. La différence d'énergie entre un état parent et son état analogue est égale à la "différence d'énergie coulombienne ΔE_c " due à l'addition d'un proton, diminuée de la différence de masse neutron-proton.

$$\Delta_{T_3, T_3-1} = \Delta E_c - (m_n - m_p). \quad (I.6)$$

Plusieurs formules semi-empiriques permettent de calculer ΔE_c : elles donnent toutes des résultats très proches. Celle d'Anderson et Wong [AN65] s'écrit :

$$\Delta E_c \text{ (MeV)} = 1,444 \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 1,131 \quad (I.7)$$

avec $\bar{Z} = \frac{2Z+1}{2}$, A et Z étant relatifs au noyau parent.

Dans les noyaux lourds, les différences d'énergie coulombienne étant grandes, l'énergie d'excitation des états analogues dans le noyau analogue ${}_{Z+1}^{A+1}\text{N}$ est toujours très grande (> 10 MeV) : les états analogues seront donc non liés par rapport à l'émission d'un nucléon : ce sont des états du continu. Par ailleurs, à la même énergie d'excitation que l'état analogue, se trouvent des "états normaux" du noyau analogue : ce sont des états qui ont le même spin isobarique total $T = T_0 - \frac{1}{2}$ que l'état fondamental. Ces états sont en général très compliqués et leur densité est très grande. Par contre, la densité des états analogues, qui est la même que celle des états parents, est faible, et la structure de ces états analogues est, nous l'avons vu, très simple, en tous cas beaucoup plus simple que celle des états normaux voisins (fig. 3).

b) Excitation des états analogues.

L'état analogue d'un état du système (C+n) est un état du système (C+p). Les réactions nucléaires permettant d'observer les états analogues seront donc celles qui ajouteront un proton à un noyau, ou celles qui retrancheront un neutron d'un noyau (un trou de neutron étant équivalent, du point de vue du spin isobarique, à un proton). Les principaux modes d'excitation des états analogues sont présentés sur la figure 4.

1. Observation des états analogues dans l'état final de réactions nucléaires.

Les états analogues ont été observés en tant qu'états excités du noyau final dans les réactions d'échange de charge (p,n) [AN62, AN65, TH68, LA68b] et (${}^3\text{He}$,t) [SC66, DZ68], dans la réaction (γ ,p) [SH68b, SH69b], dans des réactions de stripping : (${}^3\text{He}$,d) [BL65a, VO69a, VO69b], (d,n) [LA64, LA68c, FE68], et (α ,t) [BR67] (ces réactions conduisant à des états de protons), dans les réactions de pick-up : (p,d) [SC65a, TA68] et (${}^3\text{He}$, α) [LY67] (conduisant à des états de trous de neutrons) ; récemment ils ont également été observés dans les réactions de transfert de deux nucléons dont l'un au moins est un proton : (${}^3\text{He}$,n) [FU65, AD69] et (${}^3\text{He}$,p) [FU65, LA68a, SH69a], ou dans les réactions de pick-up de deux nucléons dont l'un au moins est un neutron : (p,t) et (p, ${}^3\text{He}$) [HA69].

2. Observation des états analogues en tant que résonances.

Nous avons vu que, dans les noyaux moyens et lourds, les états analogues étaient, en raison de leur grande énergie d'excitation, non liés par rapport à l'émission d'un nucléon. On pourra donc les former dans le noyau composé ${}_{Z+1}^{A+1}A_N$ par l'addition d'un proton à A_ZC_N (noyau cible). L'énergie des protons nécessaire pour former l'état analogue de l'état fondamental du noyau parent est, dans le système du centre de masse

$$E_p^0 \text{ (CM)} = \Delta E_c - B(n). \quad (I.8)$$

La différence d'énergie coulombienne ΔE_c croît, en fonction de la masse de la cible, plus vite que la hauteur de la barrière coulombienne. Par ailleurs, l'énergie de liaison $B(n)$ du dernier neutron du noyau parent est, aux effets de couches près, à peu près constante quel que soit A (et a même tendance, dans les noyaux moyens et lourds, à diminuer légèrement lorsque A augmente). Il s'ensuit que, lorsque A augmente, $E_p^0 \text{ (CM)}$ augmente plus vite que la hauteur de la barrière coulombienne. L'excitation des états analogues sera donc - toutes autres choses étant égales - d'autant plus favorisée par l'effet de pénétration que le noyau cible sera plus lourd. De plus, cette excitation est particulièrement favorisée dans le cas où la cible comporte un nombre magique de neutrons ($B(n)$ est alors plus petit d'environ 3 MeV).

La décroissance des états analogues ainsi formés peut se faire par émission de protons : on observe alors des résonances dans les fonctions d'excitation de la diffusion élastique de protons :



ou dans celles de la diffusion inélastique :

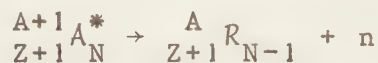


Les exemples d'études de telles réactions sont très nombreux (voir par exemple TA66 ou AS69). Il peut être également très utile de détecter, en même temps que les protons de la réaction (p,p') , le rayonnement γ émis lors de la désexcitation du noyau ${}^A_ZC_N^*$ [AB68, AB69, LI69]. Le noyau analogue ${}_{Z+1}^{A+1}A_N^*$ peut aussi, dans l'état analogue, se désexciter directement par émission de rayonnements γ de grande énergie : des transitions M1 entre états analogues et états anti-

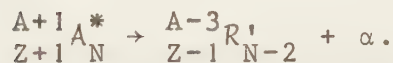
analogues (qui sont des états normaux ayant une grande parenté de structure avec les états analogues, et sur lesquels nous reviendrons plus loin) ont été observées [EN67,VA67,BL67a,CH67,VI68,RI69].

Dans ces réactions, les règles de conservation du spin isobarique sont respectées. Mais on a observé, expérimentalement, que les états analogues pouvaient émettre des neutrons ou des particules α , bien que ces émissions soient normalement interdites par ces règles de conservation.

Considérons en effet les voies de réaction :



et



Le spin isobarique total de l'état analogue est, avec notre notation, $T_0 + \frac{1}{2}$; celui du noyau résiduel R est $T_0 - 1$, et celui du noyau R' $T_0 - \frac{1}{2}$. Or l'émission d'un neutron ne peut se faire qu'avec $\Delta T = \frac{1}{2}$ et celle d'une particule α avec $\Delta T = 0$. Cependant, nous verrons plus loin que l'état analogue est couplé aux états normaux voisins, de spin isobarique $T_0 - \frac{1}{2}$. C'est donc à travers ces impuretés de spin isobarique que se fait l'émission de neutrons ou de particules α responsable des résonances observées dans les fonctions d'excitation des réactions (p,n) [F064,BL67a,DU69], $(p,n\gamma)$ [CH68,VI68] et (p,α) [B068b].

IV. ETATS ANALOGUES ET REACTIONS NUCLEAIRES

Dans ce qui suit, nous allons nous limiter à l'étude des états analogues de spin isobarique par diffusion élastique et inélastique résonnante de protons. Nous considérerons donc des états analogues formés dans le noyau composé ${}_{Z+1}^{A+1}A_N$ par l'addition d'un proton au noyau ${}_Z^A C_N$; les états parents correspondants sont alors formés par l'addition d'un neutron au même noyau ${}_Z^A C_N$ et peuvent, par exemple, être étudiés par la réaction de stripping ${}_Z^A C_N (d,p) {}_Z^{A+1} P_{N+1}$.

a) Spins isobariques des systèmes $(n+C)$ et $(p+C)$

Le système neutron + cible sera noté $|nC\rangle$, le système proton + cible $|pC\rangle$. On supposera par ailleurs que la cible a un spin

isobarique total pur et égal à sa troisième composante T_0 . Les règles de couplage des spins isobariques permettent d'écrire (les divers coefficients qui interviennent étant simplement les valeurs des coefficients de Clebsch-Gordan) :

$$|nC\rangle = |T_0, T_0 ; \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle = |T_0 + \frac{1}{2}, T_0 + \frac{1}{2}\rangle. \quad (I.9)$$

L'addition d'un neutron à une cible ne permet donc de former que les états $T = T_3$. (On ne pourra en particulier pas observer d'états analogues en ajoutant un neutron à une cible).

Par ailleurs :

$$\begin{aligned} |pC\rangle = |T_0, T_0 ; \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle &= (2T_0+1)^{-1/2} \{ |T_> = T_0 + \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2}\rangle \\ &+ (2T_0)^{1/2} |T_< = T_0 - \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2}\rangle \}. \end{aligned} \quad (I.10)$$

En ajoutant un proton à un noyau, on pourra donc former des états $T = T_3$ et $T = T_3 + 1$. Ceci permet, lorsque ce proton est ajouté au noyau dans une couche incomplète en neutrons, le dédoublement de tout état de particule indépendante en deux composantes de spin isobarique bien défini [FR61, LA62, FA66b]. Les états qui ont un spin isobarique $T_> = T_0 + \frac{1}{2}$ sont les états analogues des états les plus bas du système $|nC\rangle$. Les états du système $|pC\rangle$ ayant un spin isobarique $T_< = T_0 - \frac{1}{2}$ (par conséquent égal à celui de l'état fondamental du noyau $(p + C)$) sont appelés "états antianalogues". Ce sont des états qui se trouvent à des énergies d'excitation très inférieures (de 5 à 15 MeV) à celles des états analogues et sont en conséquence généralement liés.

Nous écrirons :

$$|pC\rangle = (2T_0 + 1)^{-1/2} \{ |A\rangle + (2T_0)^{1/2} |\bar{A}\rangle \}. \quad (I.11)$$

En découplant l'état analogue, on obtient :

$$\begin{aligned} |A\rangle = |T_0 + \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2}\rangle &= (2T_0+1)^{-1/2} \{ |T_0, T_0 ; \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle \\ &+ (2T_0)^{1/2} |T_0, T_0 - 1 ; \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle \} \\ &= (2T_0 + 1)^{-1/2} \{ |pC\rangle + (2T_0)^{1/2} |nA\rangle \}. \end{aligned} \quad (I.12)$$

A représente ici l'état analogue de la cible et $2T_0$ est l'excès de neutrons. On voit que, dans les noyaux lourds, l'état analogue est

dominé par les configurations $|nA\rangle$. Dans le cas où l'état parent est un état à une quasi-particule, ces configurations correspondent aux configurations à trois quasi-particules de la représentation schématique de la figure 2.

De la même façon, les fonctions d'onde des états antianalogues s'écrivent :

$$|\bar{A}\rangle = |T_0 - \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2}\rangle = (2T_0 + 1)^{-1/2} \{ (2T_0)^{1/2} |pC\rangle - |nA\rangle \}. \quad (I.13)$$

Ces états sont donc dominés par les configurations $|pC\rangle$.

Etats analogues et états antianalogues ne diffèrent donc que par le spin isobarique et par les amplitudes des configurations intervenant dans leurs fonctions d'onde. A chaque état analogue correspond en principe un seul état antianalogue. Cependant, son intensité peut être distribuée par les interactions résiduelles sur plusieurs autres états de mêmes spin et parité (et de même spin isobarique), d'où l'apparence de plusieurs états antianalogues [V069a].

b) Origine des états analogues. Potentiel optique et équations couplées de Lane.

L'hypothèse de l'indépendance de charge des forces nucléaires et la conservation de la charge impliquent une dépendance explicite de la forme la plus générale de l'interaction nucléaire à deux corps par rapport au spin isobarique.

$$v(r_{ij}) = v(r_i r_j \sigma_i \sigma_j) + v'(r_i r_j \sigma_i \sigma_j) \vec{t}_i \vec{t}_j. \quad (I.14)$$

L'interaction résiduelle nucléaire dépend également du spin isobarique. Considérons la base constituée par les états ayant pour fonctions d'onde :

$$\phi_{\alpha\alpha} = (a_{\alpha}^p)^+ a_{\alpha}^n (a_{N+1}^n)^+ \phi_{T_0}$$

avec $N + 1 < \alpha < Z + 1$ et où $(a_{\alpha}^p)^+$ est l'opérateur de création d'un proton dans l'état α , a_{α}^n , l'opérateur d'annihilation d'un neutron dans le même état α , et ϕ_{T_0} la fonction d'onde de la cible.

La diagonalisation de l'interaction résiduelle nucléaire sur cette base d'états 2 particules - 1 trou conduit [PI64, ME68a] :

- à un état propre de spin isobarique $T_0 + \frac{1}{2}$ qui est une superposition cohérente de tous les états de base :

$$\phi_a = (2T_0 + 1)^{-1/2} \sum_{\alpha=Z+1}^{N+1} \phi_{\alpha\alpha} . \quad (I.15a)$$

Cet état, dont l'énergie est plus grande que celles de tous les autres états propres, peut être identifié avec l'état analogue de l'état $(a_{N+1}^n)^+ \phi_{T_0}$.

- à $2T_0$ états dégénérés, de spin isobarique $T_0 - \frac{1}{2}$, qui correspondent aux états de configuration de Lane [LA62] :

$$\phi_c = \frac{(c-Z-1)\phi_{cc} - \sum_{\mu=Z+1}^{c-1} \phi_{\mu\mu}}{\sqrt{(c-Z)(c-Z-1)}} , \quad (I.15b)$$

où $c = Z+2, \dots, N+1$.

L'état pour lequel $c = N+1$ est alors l'état antianalogue.

Par ailleurs, la forme d'interaction (I.14) conduit à l'introduction d'un terme de symétrie dans les formules de masse semi-empiriques et implique un potentiel optique plus profond pour les protons que pour les neutrons.

L'introduction, dans le potentiel du modèle optique, d'un terme dépendant des spins isobariques de la cible $\vec{T}_0$ et de la particule incidente $\vec{t}$ permet à Lane et Soper [LA61] de donner, dès 1961, une justification théorique de l'observation des états analogues par les réactions d'échange de charge (p,n). Leur interprétation contenait, de plus, toutes les données qui permettaient de prévoir l'existence de résonances analogues... mais il n'en fut rien.

La forme la plus générale du potentiel optique est alors :

$$U = U_0 + \vec{t} \cdot \vec{T}_0 U_1 . \quad (I.16)$$

U_0 est la partie du potentiel qui est indépendante du spin isobarique.

U_1 est un potentiel central $U_1 = V_1 f(r)$ dont les paramètres peuvent en principe être déterminés :

- par l'étude de la diffusion quasi-élastique (p,n),
- à partir de la différence d'énergie entre états analogues et

états antianalogues,

- par la comparaison de la diffusion élastique (p,p) et (n,n).

Le facteur de forme $f(r)$ de ce potentiel n'est pas encore très bien connu.

Le produit de V_1 par la masse de la cible est de l'ordre de 100 MeV.

Le scalaire dans l'espace de spin isobarique $\vec{t} \cdot \vec{T}_0$ a pour valeurs :

$$- \text{ pour } T = T_0 + \frac{1}{2} \quad \vec{t} \cdot \vec{T}_0 = \frac{T_0}{2} ,$$

$$- \text{ pour } T = T_0 - \frac{1}{2} \quad \vec{t} \cdot \vec{T}_0 = - \frac{(T_0+1)}{2} .$$

Ce terme peut aussi se mettre sous la forme

$$\vec{t} \cdot \vec{T}_0 = t_z T_z + \frac{1}{2} (t_+ T_{0-} + t_- T_{0+}) \quad (I.17)$$

qui permet de donner une interprétation simple de l'observation des états analogues.

. Le terme $t_z T_z$ rend compte de la diffusion élastique ordinaire de protons ou de neutrons.

. Le terme $t_+ T_{0-}$ peut changer un proton incident en un neutron et la cible en son état analogue. Il suffit donc pour expliquer la diffusion quasi-élastique (p,n).

. Si l'énergie du neutron qui se trouve dans le noyau est voisine de celle d'un état lié du système (C+n), ce neutron va pouvoir rester assez longtemps dans un état quasi-lié, avant d'être transformé en proton par le terme $t_+ T_{0+}$ (simultanément, le noyau redevient identique à la cible). Ceci peut donc rendre compte des résonances étroites observées en diffusion élastique et inélastique de protons.

L'insertion d'un tel potentiel optique dans l'équation de Schrödinger du problème de diffusion conduit à la résolution du système d'équations différentielles couplées de Lane :

$$\begin{cases} \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U_0 - \frac{T_0}{2} U_1 + V_c - E_p \right\} |pC\rangle = - \left(\frac{T_0}{2}\right)^{1/2} U_1 |nA\rangle \\ \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U_0 + \frac{T_0-1}{2} U_1 + \Delta E_c - E_p \right\} |nA\rangle = - \left(\frac{T_0}{2}\right)^{1/2} U_1 |pC\rangle \end{cases} \quad (I.18)$$

$-\frac{\hbar^2}{2m}$ représente l'énergie cinétique du nucléon incident. E_p est l'énergie relative du système (p+C). V_c est le potentiel coulombien

de la cible ; ΔE_c est la différence d'énergie coulombienne entre l'état analogue et l'état parent correspondant.

Ce système peut encore s'écrire :

$$\left\{ \begin{aligned} & \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} + U_0 + \frac{T_0}{2} U_1 + \Delta E_c - E_p \right\} |T_0 + \frac{1}{2}, T_0 + \frac{1}{2} \rangle \\ & = \frac{\Delta E_c - V_c}{2T_0 + 1} \left\{ |T_0 + \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2} \rangle + (2T_0)^{1/2} |T_0 - \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2} \rangle \right\} \\ & \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} + U_0 - \frac{T_0 + 1}{2} U_1 + V_c - E_p \right\} |T_0 - \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2} \rangle \\ & = \frac{\Delta E_c - V_c}{2T_0 + 1} \left\{ (2T_0)^{1/2} |T_0 + \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2} \rangle - |T_0 - \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2} \rangle \right\}. \end{aligned} \right. \quad (I.19)$$

On voit d'après ces équations couplées, que le mélange des états $T_>$ et $T_<$ dépend, non pas du seul potentiel coulombien V_c , mais de la différence $\Delta E_c - V_c$. Or, à l'intérieur du noyau, les potentiels agissant sur un neutron ou un proton ne sont pas très différents, car il y a une compensation des termes d'asymétrie et des termes coulombiens. On peut alors choisir, comme D. Robson [R065b] un rayon R tel que pour $r < R$, $\Delta E_c \sim V_c$. Il y a alors découplage des équations de Lane qui deviennent, pour $r < R$:

$$\left\{ \begin{aligned} & \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U_0 + \frac{T_0}{2} U_1 + \Delta E_c - E_p \right\} |T_0 + \frac{1}{2}, T_0 + \frac{1}{2} \rangle = 0 \\ & \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U_0 - \frac{T_0 + 1}{2} U_1 + V_c - E_p \right\} |T_0 - \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2} \rangle = 0. \end{aligned} \right. \quad (I.20)$$

Pour $r > R$, cette approximation n'est évidemment plus valable, mais les forces nucléaires étant des forces à courte portée, on a : $U_0(r > R) \simeq U_1(r > R) \simeq 0$; les équations sont donc également découplées à l'extérieur du noyau :

$$\left\{ \begin{aligned} & \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_c - E_p \right\} |pC\rangle = 0 \\ & \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \Delta E_c - E_p \right\} |nA\rangle = 0 \end{aligned} \right. \quad (I.21)$$

Ces deux systèmes d'équations conduisent aux très importantes notions de mélange interne et de mélange externe [R065b] : le spin

isobarique apparaît en effet comme un bon nombre quantique à l'intérieur du noyau : il n'y a donc pas de mélange interne (ou très peu). Nous reviendrons plus loin sur ces notions afin de préciser leur signification physique.

La résolution numérique des équations couplées de Lane permet en principe de faire le lissage des fonctions d'excitation de la diffusion élastique, les paramètres ajustables étant ceux du modèle optique. Pour obtenir un bon accord, il est cependant nécessaire d'introduire une partie imaginaire dans le potentiel du couplage, partie qui ne doit intervenir que pour les états T_{α} (ceci étant une conséquence du fait que le mélange interne est faible) [AU66]. L'introduction de cette partie imaginaire permet par ailleurs de rendre compte de l'asymétrie de certaines résonances (cette asymétrie est en particulier très prononcée dans le cas de la diffusion résonnante (p,n) [R065a]).

c) Conséquences de la nature des états analogues.

Les équations couplées de Lane constituent une étape très importante dans l'interprétation des états analogues ; leur champ d'application reste cependant limité aux sections efficaces moyennes de la diffusion élastique et, de ce fait, un certain nombre de phénomènes très caractéristiques échappe à leur analyse. Une extension du modèle de Lane était donc nécessaire, tout d'abord pour inclure la diffusion inélastique de protons, ensuite pour tenir compte des états normaux du noyau analogue autrement qu'à l'aide d'un potentiel optique, et prendre en considération la nature très particulière des états analogues. Nous n'examinerons ici que quelques unes des conséquences de cette nature.

Nous avons vu (Chapitre I, §III-a) qu'aux énergies d'excitation très élevées des états analogues la densité et la complexité des états normaux du noyau analogue étaient très grandes. La résolution expérimentale ΔE est en général beaucoup plus grande que leur espacement moyen D_n . La densité des états analogues est par contre beaucoup plus faible car elle correspond à celle des états parents : $\Delta E < D_A$. La structure de ces états analogues, bien que beaucoup plus simple que celle des états normaux voisins, est cependant plus compliquée que celle des états parents correspondants : $2T_0$ configurations $|nA\rangle$ s'ajoutent en effet à la configuration $|pC\rangle$; elles

correspondent à des modes d'excitation simples des noyaux directement reliés à la voie d'entrée. Les résonances analogues peuvent donc être considérées comme des "structures intermédiaires". Elles en constituent en fait le plus bel exemple.

d) Etats "doorway" et "structures intermédiaires".

Considérons les différents types d'états de même spin et même parité qui peuvent être atteints par la diffusion d'une particule sur un noyau considéré, pour simplifier, comme doublement magique. L'état du continu à une particule, représenté schématiquement sur la figure 5 (a), est décrit par la fonction d'onde χ_E^c de la voie d'entrée c. La particule incidente peut ensuite avoir des interactions successives avec les nucléons du noyau : il en résulte la formation d'états dont la complexité par rapport à la voie d'entrée croît avec le nombre d'interactions (2p-1t ; 3p-2t ; 4p-3t ; ...).

Les états 2p-1t (figure 5 (b)) (ou une combinaison linéaire de ces états) revêtent une importance particulière car ils correspondent à des modes d'excitation simples du noyau : ils sont appelés états "doorway" pour la voie c et leur fonction d'onde est notée ϕ_d^c .

Les états de complexité juste supérieure à celle des états "doorway" sont les états 3p-2t dont nous noterons la fonction d'onde ϕ_h^c (figure 5 (c)). Ils sont parfois appelés états "hallway" [FE65].

Les états du noyau composé, très compliqués, ne sont formés qu'après un grand nombre d'interactions.

La théorie des réactions nucléaires développée par Feshbach et ses collaborateurs [FE58,FE62,FE67] a prédit que l'existence de tels états "doorway" pouvait conduire, sous certaines conditions, à l'observation de "résonances" ou de "structures intermédiaires" dans les fonctions d'excitation de certaines réactions nucléaires.

Des travaux ultérieurs ont permis de développer ces idées théoriques [ME68a,MA69a,MA69b].

L'interaction résiduelle V, somme de potentiels à un et à deux corps, peut mélanger ϕ_d^c à χ_E^c et à ϕ_h^c , mais pas à des états plus compliqués que ϕ_h^c . Elle ne peut cependant pas mélanger directement ϕ_h^c à χ_E^c . Les états ϕ_h^c ne peuvent donc décroître vers la voie c que de deux façons :

- soit en passant par ϕ_d^c ,
- soit en passant par une voie c' directement couplée à la voie c et dont ils sont des états "doorway".

Supposons qu'il n'y ait qu'une seule voie ouverte, et qu'il n'existe qu'un seul état "doorway" ϕ_d entouré d'un grand nombre d'états "hallway" ϕ_h . (Les calculs théoriques ont tous été faits dans cette hypothèse). La largeur totale de la résonance intermédiaire, due à la présence de ces états, a pour expression :

$$\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow . \quad (I.22)$$

$\Gamma^\uparrow$ est la largeur de décroissance de l'état "doorway" par la voie d'entrée :

$$\Gamma^\uparrow = 2\pi \langle \phi_d | V | \chi_E \rangle^2 . \quad (I.23)$$

La largeur d'étalement $\Gamma^\downarrow$ résulte du couplage de l'état "doorway" aux états "hallway" (ou à des combinaisons linéaires d'états "hallway" ϕ_j) et a pour expression :

$$\Gamma^\downarrow = \frac{2\pi}{d_j} \overline{\langle \phi_j | V | \phi_d \rangle^2}^j , \quad (I.24)$$

où d_j est l'espacement moyen des états ϕ_j et où $\overline{\quad}^j$ signifie que l'on prend la moyenne pour tous ces états.

La largeur totale Γ de la résonance intermédiaire sera donc, à cause de l'étalement de la résonance, plus grande que la largeur partielle $\Gamma^\uparrow$.

Ces concepts se généralisent au cas où plusieurs voies sont ouvertes et où des couplages de voies peuvent intervenir ; la largeur totale est alors plus grande que la somme $\Gamma^\uparrow$ des largeurs partielles pour les voies ouvertes c :

$$\Gamma^\uparrow = 2\pi \sum_c \langle \phi_d^c | V | \chi_E^c \rangle^2 . \quad (I.25)$$

L'estimation théorique de l'étalement de la résonance est néanmoins dans ce cas très difficile.

La mise en évidence d'une résonance intermédiaire dépend beaucoup de la grandeur relative de $\Gamma^\uparrow$ et de $\Gamma^\downarrow$. Si $\Gamma^\downarrow \gg \Gamma^\uparrow$, cette mise en évidence sera très difficile car la structure sera très étalée.

Par contre, si $\Gamma^\dagger \sim \Gamma^\uparrow$, des résonances intermédiaires de largeur Γ comprise entre la largeur des résonances du noyau composé et celle des résonances de particules indépendantes $\Gamma_{s.p.}$ que l'on peut calculer par le modèle optique, pourront être observées facilement.

Remarquons, par ailleurs, que, dans ce dernier cas, la densité des états ϕ_j peut être telle qu'une structure fine de la résonance intermédiaire soit observable, ce qui constitue une preuve supplémentaire de la nature de cette résonance.

Un certain nombre de faits expérimentaux ont été interprétés grâce aux concepts d'états "doorway" et de structures intermédiaires : diffusion élastique de neutrons par les noyaux légers [EL65] ou les noyaux lourds [EL69], capture radiative de protons ou de neutrons [SI65, CL65, IK64], résonance géante dipolaire, fission induite par neutrons, certaines réactions mettant en jeu des particules chargées, ... etc ..., et surtout, les résonances analogues.

e) Etats analogues et états "doorway".

Il convient cependant de remarquer que les résonances analogues constituent une catégorie très spéciale de structures intermédiaires. La fonction d'onde χ_E^c a, en effet, dans le cas de la diffusion de protons sur une cible de spin isobarique T_0 , deux composantes de spin isobarique : une composante $T_0 + \frac{1}{2}$ et une composante $T_0 - \frac{1}{2}$. L'état analogue ϕ_A , qui joue ici le rôle d'état "doorway", a un spin isobarique $T_0 + \frac{1}{2}$; celui des états normaux voisins est $T_0 - \frac{1}{2}$ (nous ne considérerons désormais que les moins compliqués de ces états normaux, c'est-à-dire ceux dont la complexité est identique, ou juste supérieure à celle de l'état analogue ; ils seront notés ϕ_n). Voyons quelle est, dans ces conditions, l'importance relative des largeurs $\Gamma_A^\uparrow$ et $\Gamma_A^\dagger$.

- L'expression de $\Gamma_A^\uparrow$ est :

$$\Gamma_A^\uparrow = 2\pi \sum_c \langle \phi_A | V | \chi_E^c \rangle^2 . \quad (I.26)$$

La sommation est ici étendue à toutes les voies de protons ouvertes. L'interaction résiduelle V peut coupler fortement la composante $T_0 + \frac{1}{2}$ de χ_E^c à ϕ_A car l'état analogue a une structure simple directement reliée à χ_E^c . La largeur $\Gamma_A^\uparrow$ pourra donc être grande. Pour

les noyaux lourds, son ordre de grandeur est de 50 keV.

- Le calcul de la largeur d'étalement $\Gamma_A^\downarrow$ des résonances analogues est encore très difficile ; peu d'estimation théoriques complètes ont jusqu'à présent été faites.

Cet étalement étant dû au couplage d'états de spins isobariques différents, seules les interactions dépendantes de la charge peuvent ici intervenir. Toutes les évaluations théoriques de $\Gamma_A^\downarrow$ avaient jusqu'à présent été faites en supposant que le rôle des interactions coulombiennes était, dans ce cas, prépondérant [DE66, ME68a]. Signalons cependant que l'effet des forces nucléaires dépendantes de la charge a récemment été considéré [ME69] : il semble que l'étalement des résonances dû à ces interactions soit effectivement d'un ordre de grandeur inférieur à l'étalement dû aux forces coulombiennes.

La séparation de l'espace en deux régions distinctes (une région $r < R$, pour laquelle $\Delta E_c \sim V_c$, et une région $r > R$, pour laquelle l'effet des forces nucléaires est négligeable) et les concepts de mélange interne et de mélange externe qui en découlent [R065b] (Chap.I, §IV-b) permettent d'écrire :

$$\Gamma_A^\downarrow = \Gamma_{Aint}^\downarrow + \Gamma_{Aext}^\downarrow . \quad (I.27)$$

L'expression de $\Gamma_{Aint}^\downarrow$ est :

$$\Gamma_{Aint}^\downarrow = \frac{2\pi}{d_n} \overline{<\phi_A | V_c | \phi_n>^2}^n . \quad (I.28)$$

Cette largeur ne peut être obtenue avec une grande précision car elle nécessite la connaissance de l'écartement moyen d_n des états ϕ_n au voisinage des états analogues. Son ordre de grandeur varie de quelques keV à 10 keV environ [DE66, ME68a].

La largeur d'étalement externe $\Gamma_{Aext}^\downarrow$ peut s'écrire [MA69a] :

$$\Gamma_{Aext}^\downarrow = \frac{1}{2\pi d_n} \sum_c f_c^2 \Gamma_{0c} \overline{\Gamma_{nc}}^n, \quad (I.29)$$

où

$$\Gamma_{0c} = 2\pi <\phi_A | V | \chi_E^c>^2 , \quad (I.30)$$

et

$$\Gamma_{nc} = 2\pi <\phi_n | V | \chi_E^c>^2 . \quad (I.31)$$

Les quantités f_c tiennent compte des recouvrements des composantes $T_o + \frac{1}{2}$ et $T_o - \frac{1}{2}$ de χ_E^c et peuvent être calculées à l'aide du modèle optique [MA69a]. L'estimation de $\Gamma_{Aext}^\downarrow$ est également très difficile [ME68a, MA69a] ; son ordre de grandeur est de quelques dizaines de keV dans les noyaux légers [ME68a], et de 150 keV environ dans la région du plomb [BL65b]. $\Gamma_{Aint}^\downarrow$ est donc toujours très inférieur à $\Gamma_{Aext}^\downarrow$: l'hypothèse d'un mélange interne négligeable vis à vis du mélange externe [RO65b] était donc justifiée. Ceci justifie également a posteriori le fait qu'un état lié et une résonance puissent être considérés comme membres d'un même multiplet de spin isobarique.

L'augmentation de $\Gamma_{Aext}^\downarrow$ en fonction de A peut, par ailleurs, s'interpréter par le fait que l'intensité des interactions coulombiennes croît avec A ; c'est en effet la longue portée de ces interactions (ainsi d'ailleurs que la différence dans les seuils d'émission de proton et de neutron) qui est à l'origine des grandes différences dans les fonctions d'onde de neutron et de proton à l'extérieur du noyau, différences qui conduisent au mélange externe. L'étalement des résonances analogues varie donc, selon les estimations théoriques, de quelques dizaines de keV dans la région du calcium à 150 keV environ dans la région du plomb.

La largeur totale des résonances analogues, qui peut souvent être extraite des données expérimentales avec une très grande précision est, dans les régions où elle est connue, une fonction régulièrement croissante de A (fig. 6). L'analyse de certains résultats expérimentaux a par ailleurs montré que la somme des largeurs partielles de protons était en général comprise entre le quart et la moitié de la largeur totale Γ_A (fig. 7).

L'étalement des résonances analogues croît donc effectivement avec A ; il semble même qu'il croisse en moyenne comme $Z^2/A^{1/3}$ (qui est, à une bonne approximation, proportionnel à l'énergie coulombienne totale du noyau). Les ordres de grandeur que l'on peut obtenir à partir de l'expérience sont proches des estimations théoriques. Nous remarquerons encore ici que l'expérience semble suggérer que $\Gamma_A^\downarrow$ représente essentiellement les largeurs d'émission de neutrons : c'est en effet le couplage des états analogues aux états normaux qui explique l'émission de neutrons (ou de particules α) par les états analogues (Chap. I, §III-b.2).

$\Gamma_A^\uparrow$ et $\Gamma_A^\downarrow$ sont donc du même ordre de grandeur : ceci explique que les résonances isobares analogues soient des résonances intermédiaires relativement étroites, ce qui permet de les observer très facilement.

Nous insistons sur le fait que tout ceci est dû à une conjonction assez exceptionnelle de circonstances favorables : $\Gamma_A^\uparrow$ peut avoir de grandes valeurs alors que les règles de conservation du spin isobarique et les grandes différences de configuration limitent la largeur d'étalement $\Gamma_A^\downarrow$.

Notons que ceci n'est pas le cas pour la plupart des structures intermédiaires pour lesquelles on s'attend généralement à ce que $\Gamma^\downarrow \gg \Gamma^\uparrow$, ce qui explique que la mise en évidence de résonances intermédiaires isolées, et l'identification des états "doorway" auxquelles elles sont dues, sont très difficiles.

C'est l'observation, par la réaction $^{40}\text{Ar}(p, p_0)$, d'une structure fine des états analogues qui a, pour la première fois, confirmé de façon probante la nature de structures intermédiaires des résonances analogues [KE66]. Dans cette expérience, la résonance analogue apparaît en effet comme une modulation d'un grand nombre de résonances de mêmes spin et parité : le noyau ^{41}K étant assez léger, la densité des états normaux au voisinage des états analogues est assez petite pour que des résonances individuelles soient observées. C'est également le cas de la structure fine observée par les réactions $^{48}\text{Ca}(p, p)^{48}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}(p, n\gamma)^{48}\text{Sc}$ [VI68, CH68]. Les densités de niveaux croissent avec l'énergie d'excitation et la masse du noyau ; dans les noyaux plus lourds, ces densités au voisinage des états analogues sont très élevées : on ne pourra donc plus observer de résonances individuelles. Cependant, lorsque des résonances se recouvrent, les sections efficaces peuvent encore présenter des structures, dues aux fluctuations d'Ericson [ER63, ER66]. De telles structures ont été effectivement observées par la réaction $^{92}\text{Mo}(p, p_0)$ [RI64] : les amplitudes des fluctuations statistiques sont accentuées d'une façon asymétrique au voisinage de la résonance analogue. Ceci est en accord avec certaines considérations théoriques qui prédisent par ailleurs que ces amplitudes de fluctuations statistiques observées en diffusion élastique

doivent être fortement atténuées lorsque d'autres voies sont ouvertes [MA67].

V. ASPECTS SPECTROSCOPIQUES DE L'ETUDE DES ETATS ANALOGUES.

C'est sans aucun doute dans le domaine de la spectroscopie nucléaire que la fécondité des études d'états analogues a été la plus grande. Ceci est dû, en grande partie, à la nature spéciale des états analogues et à la possibilité de les observer par diffusion inélastique de protons.

En effet, revenons à l'exemple simple de l'état analogue d'un état de particule obtenu par addition d'un neutron à un noyau C ne comportant que des couches fermées (fig. 2). La diffusion (p,p) sur le noyau C explore la partie la plus simple de la fonction d'onde de l'état analogue (configuration à un seul proton) ; la diffusion (p,p') vers les états neutron-trou de neutron de la cible permet d'atteindre les composantes 2 particules-1 trou de cette fonction d'onde (fig. 8(a)). La diffusion inélastique permet donc, dans ce cas, de caractériser les états neutron-trou de neutron de la cible. Les recouvrements de fonctions d'onde dans les voies d'entrée et de sortie étant grands pour les diffusions (p,p) et (p,p'), les effets résonnants seront importants dans les deux cas.

Remarquons par ailleurs que, lorsque l'état parent est un état 2 particules-1 trou (neutrons), la partie la plus simple de la fonction d'onde de l'état analogue est le mieux exploré non pas par la diffusion (p,p) sur le noyau C, mais par la diffusion (p,p') vers un état neutron-trou de neutron particulier de la cible : les recouvrements de fonctions d'onde mis en jeu sont en effet identiques dans la voie d'entrée, mais sont, dans la voie de sortie, beaucoup plus grands pour (p,p') que pour (p,p) (fig. 8(b)).

Considérons maintenant un état parent plus compliqué dont la structure peut être décrite par la superposition de configurations où un neutron est couplé à l'état fondamental C et à quelques états excités C_i^{ex} de la cible (figure 9) et dont nous écrirons la

fonction d'onde :

$$|P\rangle = a|C \otimes \psi_n(lj)\rangle + \sum_i b_i |C_i^{\text{ex}} \otimes \psi_n(l'j')\rangle . \quad (\text{I.32})$$

La diffusion de protons passant par la formation d'un état analogue permettant de déterminer les recouvrements de la fonction d'onde de cet état analogue et de celles des différents états finals, on pourra donc, en principe, déterminer le coefficient a à l'aide de la diffusion élastique, et les divers coefficients b_i à partir de la diffusion inélastique vers les différents états excités C_i^{ex} de la cible.

Si le coefficient a peut être également déterminé par l'analyse de la réaction $C(d,p)$ (le facteur spectroscopique est alors $S = a^2$), seule la réaction (p,p') résonnante permet de déterminer directement les coefficients b_i et de mettre en évidence les parentés de structure entre les états les plus bas du noyau cible et ceux du noyau parent. C'est en ce sens que l'étude de la diffusion inélastique est équivalente à l'étude de la réaction (d,p) sur les différents états excités C_i^{ex} , expérience qu'il est évidemment impossible de faire.

a) Etude des états analogues par diffusion élastique de protons.

Les fonctions d'excitation de la diffusion élastique de protons dans la région des résonances analogues présentent des "anomalies" qui se superposent à une section efficace variant lentement avec l'énergie. Pour une résonance analogue isolée, la section efficace différentielle de diffusion élastique peut se mettre sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pot}} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{rés}} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{int}} [\text{BL52}]. \quad (\text{I.33})$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pot}}$ représente la partie de la section efficace qui varie lentement avec l'énergie ; à basse énergie et pour les noyaux légers, c'est la section efficace de diffusion Rutherford ; à énergie plus élevée, et pour les noyaux moyens et lourds, il faut la calculer par le modèle optique. $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{rés}}$ est un terme résonnant dû à la présence de l'état analogue. $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{int}}$ résulte de l'interférence entre l'amplitude de diffusion potentielle et l'amplitude résonnante. Ce dernier terme est en général beaucoup plus grand que le précédent ; il est proportionnel à $\frac{2J+1}{2I+1} \frac{\Gamma_p}{\Gamma} P_{\ell_p}(\cos\theta)$ où I est le spin de la cible, J celui de

l'état analogue, ℓ_p le moment orbital du proton transféré, Γ la largeur totale de la résonance, et Γ_p sa largeur partielle. L'effet de résonance sera donc, toutes autres conditions étant identiques, plus important pour des cibles de spin nul (noyaux pair-pair). Dans ce cas, les règles de conservation du moment angulaire et de la parité imposent les relations :

$$j_p = J = \ell_p \pm \frac{1}{2} \quad (I.34)$$

et

$$\pi = (-1)^{\ell_p} \quad (I.35)$$

j_p est le moment angulaire total du proton et π la parité de l'état analogue.

Par ailleurs, la forme des résonances à différents angles dépend surtout du polynôme de Legendre $P_{\ell_p}(\cos\theta)$. La figure 10 montre ces formes, pour les noyaux lourds^p et pour les valeurs les plus basses de ℓ_p , à $\theta_{lab} = 90^\circ$ ($P_{\ell_p}(\cos\theta) = 0$ à $\theta_{c.m.} = 90^\circ$ pour ℓ_p impair), $\theta_{lab} = 125^\circ$ ($P_2(\cos\theta) = 0$ à $\theta_{c.m.} = 125^\circ$), $\theta_{lab} = 141^\circ$ ($P_3(\cos\theta) = 0$ à $\theta_{c.m.} = 141^\circ$), $\theta_{lab} = 160^\circ$ (angle le plus à l'arrière accessible expérimentalement sans difficultés ; la plupart des $P_{\ell_p}(\cos\theta)$ sont grands à cet angle : les effets de résonance seront donc particulièrement prononcés). L'étude de la forme du terme d'interférence à différents angles suffit donc, lorsque la résonance est isolée, pour déterminer de façon unique ℓ_p et, par conséquent, la parité. Le lissage des fonctions d'excitation permet alors d'extraire les paramètres de la résonance : E_R (énergie de résonance), Γ , Γ_p , ϕ_{ℓ_p} (déphasage entre l'amplitude résonnante et l'amplitude potentielle).

La détermination du moment orbital $\ell_n = \ell_p$ du neutron capturé lors de la réaction (d,p) conduisant à l'état parent correspondant n'est pas toujours aussi aisée ; l'analyse de la réaction (d,p) nécessite en effet le choix d'un mécanisme de réaction et le lissage de distributions angulaires qui, même pour des ℓ_n très différents, peuvent avoir des formes semblables. Une légère dépendance de ces distributions angulaires par rapport aux deux valeurs du moment angulaire total j_n du neutron capturé restant alors possible ($j_n = \ell_n \pm \frac{1}{2}$) a été observée pour $\ell_n = 1$ [SC65b], et même pour d'autres valeurs de ℓ_n , mais elle ne permet pas de déterminer j_n sans ambiguïté.

La mesure des sections efficaces différentielles de diffusion élastique de protons ne permet pas non plus de déterminer facilement j_p . Cependant, des calculs [AD66b], ainsi que des expériences récentes [MO66b, FI69], ont montré que la valeur de la polarisation des protons diffusés élastiquement au voisinage d'une résonance analogue permet d'obtenir le spin de la résonance très rapidement. En effet, la polarisation, qui résulte de l'interférence entre l'amplitude résonnante et une amplitude potentielle calculable par le modèle optique, varie avec l'énergie dans des sens opposés suivant que $j_p = \ell_p + \frac{1}{2}$ ou que $j_p = \ell_p - \frac{1}{2}$. Cette méthode est d'autant plus intéressante que les expériences de diffusion élastique de protons polarisés, équivalentes, sont maintenant possibles dans de bonnes conditions expérimentales [VE68].

Un très grand nombre d'états analogues a déjà été étudié par diffusion élastique de protons. Un bon accord avec les résultats acquis par d'autres méthodes a généralement été obtenu pour l'attribution des spins et parités des états parents. Dans quelques cas, l'étude des états analogues a permis de confirmer certains résultats mal établis, ou d'en rectifier d'autres (par exemple, en ce qui concerne le triplet de l'état fondamental de ^{121}Sn [AL66], ou le second état excité de ^{139}Ba et de ^{141}Ce [VE68]). La comparaison des facteurs spectroscopiques sera discutée plus loin.

b) Etude des états analogues par diffusion inélastique de protons.

Nous avons déjà insisté sur l'importance particulière, du point de vue spectroscopique, de l'observation des états analogues par diffusion inélastique de protons. L'analyse quantitative de cette diffusion inélastique, qui devrait permettre de tirer complètement parti de toute la puissance de ce nouvel outil spectroscopique, reste cependant dans de nombreux cas très difficile, voire impossible. Une simple étude qualitative des fonctions d'excitation est néanmoins souvent très fructueuse.

Ces fonctions d'excitation peuvent se présenter sous des aspects très différents. La section efficace différentielle peut effectivement s'écrire, dans le cas le plus général :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, p') \propto |A_{\text{pot}} + A_{\text{res}}|^2 \quad (\text{I.36})$$

A_{pot} est une amplitude potentielle, variant lentement avec l'énergie, et due à l'interaction directe, à l'excitation coulombienne ou à tout autre processus de réaction non résonnant. $A_{\text{rés}}$ représente les amplitudes résonnantes.

- Lorsque A_{pot} n'est pas négligeable par rapport à $A_{\text{rés}}$, les fonctions d'excitation présentent des aspects d'interférence. Il est alors, dans la plupart des cas, très difficile d'estimer correctement les diverses contributions à l'amplitude potentielle et la phase relative des deux amplitudes A_{pot} et $A_{\text{rés}}$. On peut cependant penser que, dans certains cas, l'étude des états analogues peut apporter des renseignements sur la nature de la section efficace non résonnante apparaissant en diffusion inélastique. De récentes expériences [HA70,GR69] ont montré que la diffusion inélastique de protons polarisés sur des cibles de spin nul, au voisinage d'une résonance analogue isolée, permet d'obtenir des informations plus précises.

- Lorsque $A_{\text{pot}} \ll A_{\text{rés}}$ et que, par ailleurs, l'espacement moyen des états analogues est supérieur à leurs largeurs totales, les fonctions d'excitation peuvent présenter des résonances isolées de forme Breit-Wigner. L'interprétation est, dans ce cas, grandement facilitée.

L'importance de l'étude des résonances analogues par diffusion inélastique de protons apparut dès leurs premières observations [J064,AL65a,AL65b,BR64]. C'est ainsi que D.L. Allan et ses collaborateurs observèrent une certaine sélectivité de la diffusion inélastique résonnante : certaines résonances apparaissant très nettement pour l'état $2+$ de ^{118}Sn (à 1,17 MeV) ont une intensité très faible dans la fonction d'excitation de l'état $3-$ (à 2,39 MeV) et inversement [AL65a,AL66]. D.L. Allan remarqua, par ailleurs, qu'il y avait une correspondance très frappante entre les énergies des plus fortes résonances présentées par les fonctions d'excitation de la diffusion inélastique et les énergies d'excitation des états pour lesquels ces résonances étaient observées, mettant ainsi en évidence le couplage faible d'une particule à différents états excités d'un noyau qu'il interpréta par la suite en détail [AL68a]. De tels couplages faibles ont également été mis en évidence dans d'autres noyaux, par exemple dans la région du zirconium [M067b,C068], dans celle du samarium [BA66] et dans celle du plomb [ST68a]. Une analyse quantitative de ces couplages a parfois pu être faite [AU68a,AU68b].

La région du plomb est celle où les états analogues ont été étudiés de la façon la plus intensive [AD66a,KA66,GR69b,LE68,WH68,MO67a,RI68,ZA68]. Les fonctions d'excitation de la diffusion inélastique de protons sur ^{208}Pb montrent que la décroissance des états analogues est aussi, dans ce cas, très sélective : sont très fortement excités les états dont les fonctions d'onde ont une composante neutron-trou de neutron importante. C'est ainsi qu'une seule résonance, très forte, est observée sur les fonctions d'excitation des états 5^- (3,198 MeV) et 4^- (3,475 MeV) ; cette résonance correspond à l'excitation, dans ^{209}Bi , de l'état analogue de l'état fondamental $(2g_{9/2})$ de ^{208}Pb . Ces deux états excités ont donc pour structure $[(2g_{9/2})_v, (j)_v]^{-1} 4^-, 5^-$. La résonance observée pour l'état 5^- présente une distribution angulaire isotrope : les règles de restriction à la complexité des distributions angulaires [BL52] imposent dans ce cas $j = \frac{1}{2}$. Cet état a donc une structure particulièrement simple :

$$|5^- \rangle = |[(2g_{9/2})_v (3p_{1/2})_v]^{-1} 5^- \rangle.$$

La résonance observée pour l'état 4^- n'ayant pas une distribution angulaire isotrope, des trous de neutrons autres que $p_{1/2}$ interviennent. Une analyse complète de la distribution angulaire permet de déterminer les amplitudes des différentes configurations qui interviennent [B068a].

Par contre, la fonction d'excitation de l'état 3^- (2,615 MeV) de ^{208}Pb présente des résonances pour tous les états de ^{209}Pb : cet état est donc un mélange très complexe de composantes neutron-trou de neutron, ce qui est en bon accord avec son interprétation habituelle d'état collectif.

c) Extraction de l'information spectroscopique quantitative.

Lorsque les résonances analogues sont isolées, on peut extraire les largeurs partielles de protons de la diffusion élastique, et parfois de la diffusion inélastique. Pour la diffusion élastique, il suffit de faire un lissage de la fonction d'excitation à l'aide d'une expression du type (I.33). L'extraction directe des largeurs partielles de protons dans les voies inélastiques n'est possible que dans des circonstances très particulières ; le cas le plus simple est celui

d'une résonance de spin $J = 0$. L'expression de la section efficace différentielle peut alors s'écrire, d'après [BL52] (nous supposons ici que l'on peut analyser les résonances analogues à l'aide des mêmes expressions utilisées pour les résonances ordinaires. Les théories qui tiennent compte de la nature spéciale des états analogues, encore trop limitatives pour être employées dans tous les cas, aboutissent d'ailleurs à des expressions tout à fait semblables [WE67], les seules différences apparaissant comme des termes de correction en fait assez petits [LI68b]) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, p') = \frac{\lambda_p^2}{8(2I+1)} \frac{\Gamma_p \Gamma_{p'}}{(E-E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (I.37)$$

D'où, à l'énergie de résonance E_R :

$$\Gamma_{p'} = \frac{2(2I+1)}{\lambda_p^2} \frac{\Gamma_p^2}{\Gamma_p} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, p') \right)_{\max} \quad (I.38)$$

On remarque que la détermination de $\Gamma_{p'}$, nécessite la connaissance de Γ_p . Dès que plusieurs ondes partielles interviennent, dans la voie d'entrée ou dans la voie de sortie, une telle analyse devient difficile.

Ces largeurs partielles de protons (Γ_p ou $\Gamma_{p'}$) peuvent s'écrire :

$$\Gamma_p^{(\ell)} = \gamma_p^{(\ell)^2} P_\ell(kR) \quad , \quad (I.39)$$

où $\gamma_p^{(\ell)^2}$ est la largeur réduite de protons, qui dépend uniquement de la structure nucléaire de l'état analogue, et qui est indépendante de l'énergie.

$P_\ell(kR)$ est le facteur de pénétration coulombien, défini par :

$$P_\ell(kR) = \frac{2kR}{F_\ell^2(kR) + G_\ell^2(kR)} \quad ; \quad (I.40)$$

le nombre d'onde k est égal à :

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad . \quad (I.41)$$

R est le rayon de la voie.

$F_\ell(kR)$ et $G_\ell(kR)$ sont les fonctions d'onde coulombiennes régulières et irrégulières.

Remarquons que cette séparation des largeurs partielles en deux facteurs n'est strictement valable que dans le cas où le potentiel nucléaire peut être représenté par un puits carré.

On définit les facteurs spectroscopiques pour la diffusion de protons par :

$$S_{pp}^{(\ell)} = \frac{\Gamma_p^{(\ell)}}{\Gamma_{s.p.}^{(\ell)}} \quad (I.42)$$

et

$$S_{pp'}^{(\ell)} = \frac{\Gamma_{p'}^{(\ell)}}{\Gamma_{s.p.}^{(\ell)}} \quad (I.43)$$

$\Gamma_{s.p.}^{(\ell)}$ est la largeur de particule indépendante ; elle peut également se mettre sous la forme :

$$\Gamma_{s.p.}^{(\ell)} = \gamma_{s.p.}^{(\ell)^2} P_\ell(kR) \quad (I.44)$$

Nous reviendrons sur son calcul.

Pour la diffusion élastique, ces facteurs spectroscopiques $S_{pp}^{(\ell)}$ peuvent être comparés aux facteurs spectroscopiques $S_\ell(d,p)$ définis par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N \frac{2J_f+1}{2J_i+1} S_\ell(d,p) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E) \quad (I.45)$$

N est un facteur de normalisation ; J_i et J_f sont les spins des états initiaux et finals. $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E)$, qui dépend du mécanisme de réaction et contient la variation en fonction de l'angle et de l'énergie, est généralement calculée dans l'approximation des ondes distordues (DWBA).

Le facteur spectroscopique $S_\ell(d,p)$ représente la probabilité pour que le neutron transféré soit capturé dans un état particulier du noyau résiduel : il correspond au recouvrement des fonctions d'onde nucléaires initiales et finales et est donc indépendant du choix du modèle de réaction. Il est relié à la largeur réduite de capture d'un neutron par la réaction :

$$S_\ell(d,p) = \gamma_n^{(\ell)^2} \quad (I.46)$$

$\gamma_n^{(\ell)^2}$ est d'autre part relié à la largeur réduite de protons de l'état analogue correspondant par :

$$\frac{\gamma_p^{(\ell)^2}}{\gamma_n^{(\ell)^2}} = \frac{|\langle T_0 T_0 \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | T_0 + \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2} \rangle|^2}{|\langle T_0 T_0 \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} | T_0 + \frac{1}{2}, T_0 + \frac{1}{2} \rangle|^2} = \frac{1}{2T_0 + 1}. \quad (I.47)$$

Par conséquent :

$$S_\ell(d,p) = (2T_0 + 1) S_{pp}^{(\ell)}. \quad (I.48)$$

Les facteurs $S_{pp}^{(\ell)}$, ne peuvent, quant à eux, être comparés qu'à des facteurs spectroscopiques théoriques calculés à partir des modèles de structure nucléaire.

VI. DIFFERENCES D'ENERGIE COULOMBIENNE

Les différences d'énergie coulombienne dans les noyaux miroirs constituent la plus ancienne méthode employée pour déterminer les rayons nucléaires. Cependant, la mise au point de méthodes beaucoup plus précises permettant d'atteindre les rayons de charge (telles que la diffusion d'électrons ou l'étude des rayons X émis par les atomes muoniques), et les difficultés d'interprétation des désaccords assez importants apparaissant après comparaison firent abandonner cette méthode.

La découverte des états analogues dans les noyaux moyens et lourds amena un renouveau d'intérêt très important pour l'étude de l'énergie coulombienne dans les noyaux. En effet, bien que les buts initiaux de la plupart des études d'états analogues soient, ou d'étudier les états analogues en eux-mêmes (c'est-à-dire l'aspect "mécanismes de réaction" du problème), ou alors d'essayer de les utiliser pour étudier les états excités les plus bas des noyaux (c'est l'aspect spectroscopique), toute étude d'état analogue permet de déterminer l'énergie d'excitation de cet état dans le noyau analogue, d'où l'on peut très facilement tirer la différence d'énergie coulombienne. Il en est résulté, ces dernières années, un afflux considérable d'informations expérimentales dans ce domaine.

La variation générale des différences d'énergie coulombienne ΔE_c à travers la table des éléments est très bien expliquée par des considérations très simples. Une étude plus détaillée de ces différences est néanmoins intéressante car elle peut permettre d'obtenir des renseignements sur la dépendance de charge des forces nucléaires, sur la distribution de la matière nucléaire, ainsi que sur la structure nucléaire.

a) Les différences d'énergie coulombienne dans les noyaux lourds.

Considérons la différence des énergies totales du noyau analogue (dans l'état analogue) et du noyau parent (dans l'état parent correspondant) :

$$\Delta_{T_3, T_3-1} = E_A - E_P = \langle A | H | A \rangle - \langle P | H | P \rangle \quad (I.49)$$

comme

$$|A\rangle = \frac{T_- |P\rangle}{\sqrt{2T_0+1}} = \frac{T_- |P\rangle}{\langle P | T_+ T_- | P \rangle^{1/2}} \quad (I.50)$$

l'expression de Δ_{T_3, T_3-1} peut aussi s'écrire :

$$\Delta_{T_3, T_3-1} = \frac{\langle P | T_+ [H, T_-] | P \rangle}{\langle P | T_+ T_- | P \rangle} \quad (I.51)$$

Δ_{T_3, T_3-1} ne dépend donc que des parties de l'hamiltonien ne conservant pas le spin isobarique.

Une partie de cette différence d'énergie est due à la différence de masse neutron-proton :

$$(m_n - m_p \approx 782 \text{ keV}) .$$

On écrira donc :

$$\Delta_{T_3, T_3-1} = \Delta E_c - (m_n - m_p) . \quad (I.52)$$

ΔE_c est la différence d'énergie coulombienne.

Remarquons que cette dénomination, consacrée par l'usage, est impropre et peut prêter à confusion. Comme pour le couplage des états analogues aux états normaux, l'interaction coulombienne joue

ici un rôle essentiel : c'est elle qui contribue le plus à la différence d'énergie entre états analogues et états parents. Mais une partie, certes faible, de ΔE_c , provient de termes dépendant de charge de l'hamiltonien autres que l'interaction coulombienne et doit, dans certains calculs, être considérée.

Cette différence d'énergie coulombienne est due à l'énergie additionnelle d'un proton dans le champ coulombien d'un noyau. Il est nécessaire de préciser qu'en ce qui concerne les noyaux lourds, tout se passe comme si ce proton pouvait occuper toutes les orbites du noyau parent occupées par les neutrons en excès (fig. 2) ; la différence d'énergie coulombienne est alors une moyenne correctement pondérée des différences pour toutes ces orbites prises séparément :

$$\Delta E_c = \frac{1}{2T_o+1} \sum_{\alpha=Z+1}^{N+1} \Delta E_c^{(\alpha)} = \frac{1}{2T_o+1} \sum_{j=j_{n.e.}} (2j+1) \Delta E_c^{(j)} \quad (I.53)$$

($j_{n.e.}$ représente le moment angulaire d'une couche occupée par l'un des neutrons en excès). C'est là une caractéristique très importante des différences d'énergie coulombienne dans les noyaux lourds sur laquelle nous reviendrons.

b) Calcul théorique des différences d'énergie coulombienne.

1. Modèle hydrodynamique.

La première expression de l'énergie totale d'un noyau a été donnée dès 1936 par H.A. Bethe et R.F. Bacher [BE36] qui considèrent une distribution de charge sphérique et homogène, de rayon $R = r_o A^{1/3}$; en faisant l'hypothèse d'ondes planes et en tenant compte des termes d'échange, ils obtiennent :

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} \left(1 - \frac{0,7636}{Z^{2/3}}\right) . \quad (I.54)$$

Cette expression est à la base des formules utilisées par la suite pour extraire les rayons de charge à partir des différences d'énergie dans les noyaux miroirs, telles que [PE54,K058] :

$$\Delta E_c = a \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} + b \quad (I.55)$$

où $\bar{Z}$ est la charge moyenne du multiplet ($\bar{Z} = Z + \frac{1}{2}$), a et b sont deux paramètres que l'on détermine par la méthode des moindres carrés.

Après la découverte des états analogues dans les noyaux moyens et lourds, J.D. Anderson et al. [AN65] entreprirent une étude systématique des réactions d'échange de charge (p,n). La détermination des $Q(p,n)$ (égaux à $-\Delta E_c$) leur permit, en utilisant l'expression (I.55) d'obtenir la formule semi-empirique (I.7), d'ailleurs très proche de celles qui avaient été déterminées pour les noyaux miroirs. Des expressions légèrement modifiées ont également été utilisées, par exemple par Long et al. [L066] et par Jänecke [JA66]. C'est l'expression d'Anderson et al. qui est toutefois la plus employée. La figure 11 montre qu'elle rend compte, d'une façon très satisfaisante, de la variation moyenne de ΔE_c en fonction de la masse atomique A .

Dans les noyaux lourds, où nous avons vu que les différences d'énergie coulombienne avaient un certain caractère collectif, il est par ailleurs raisonnable d'utiliser une image de goutte liquide pour estimer les effets de surface diffuse ou les effets de déformation globale du noyau.

La densité de charge peut être représentée par une distribution de Fermi :

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right) \right]^{-1} \quad (I.56)$$

où R est défini par $\rho(r = R) = \frac{\rho_0}{2}$, a étant l'épaisseur de la surface. L'expression de ΔE_c devient alors, en première approximation [LI68b]::

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} \left(1 - \frac{0,7636}{R} \right) \left(1 - \frac{5}{6} \pi^2 \left(\frac{a}{R} \right)^2 \right) . \quad (I.57)$$

Remarquons que cette correction est incluse dans la formule (I.7) et explique que la valeur expérimentale du coefficient b de l'expression (I.55) soit plus grande que celle qui était prédite théoriquement.

Par ailleurs, l'énergie coulombienne totale d'un noyau de forme ellipsoïdale, à symétrie axiale, ayant une déformation δ (nous définirons ce paramètre au chapitre II) est [NI67] :

$$E_c(\delta) = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} \left(1 - \frac{0,7636}{Z^{2/3}} \right) g(\delta) \quad (I.58)$$

où

$$g(\delta) = \frac{(1 - \frac{2}{3}\delta)^{2/3} (1 + \frac{1}{3}\delta)^{1/3}}{\sqrt{2\delta - \frac{1}{3}\delta^2}} \text{Log} \frac{1 - \frac{2}{3}\delta}{1 + \frac{1}{3}\delta - \sqrt{2\delta - \frac{1}{3}\delta^2}} \quad (\text{I.59})$$

lorsque l'ellipsoïde est dit de forme "allongée", et

$$g(\delta) = \frac{(1 - \frac{2}{3}\delta)^{2/3} (1 + \frac{1}{3}\delta)^{1/3}}{\sqrt{\frac{1}{3}\delta^2 - 2\delta}} \text{Arc tg} \frac{\sqrt{\frac{1}{3}\delta^2 - 2\delta}}{1 + \frac{1}{3}\delta} \quad (\text{I.60})$$

lorsque l'ellipsoïde est de forme "aplatie".

En posant :

$$E_c(0) = \frac{3}{5} \frac{Z_e^2}{R} (1 - \frac{0,7636}{Z^{2/3}}), \quad (\text{I.61})$$

et en développant $g(\delta)$ à l'ordre le plus bas en δ , ces deux expressions donnent le même résultat :

$$E_c(\delta) = E_c(0) (1 - \frac{4}{45}\delta^2 + \dots) . \quad (\text{I.62})$$

L'énergie coulombienne totale d'un noyau déformé est donc plus faible que celle du noyau de même volume supposé sphérique, et la différence dépend du carré du paramètre de déformation δ . Ce paramètre étant relié au moment quadrupolaire électrique intrinsèque du noyau Q_0 par l'expression :

$$Q_0 = \frac{4}{5}\delta ZR^2, \quad (\text{I.63})$$

on voit que l'on peut interpréter cette différence comme l'effet du terme quadrupolaire intervenant dans le développement de la distribution de la charge. On peut également dire que le rayon quadratique moyen $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (défini par $\langle r^2 \rangle = \frac{\int \rho(r)r^2 dr}{\int \rho(r) dr}$ où $\rho(r)$ est la densité de charge au point r) est plus grand pour un noyau déformé que pour le noyau sphérique de même masse.

Cet effet de déformation n'est pas inclus dans la formule (I.7) ; en effet, les coefficients a et b de l'expression (I.55) ont été calculés à partir de données expérimentales obtenues, pour la quasi totalité, pour des noyaux sphériques. Il y a donc lieu d'en tenir compte pour les noyaux qui ont une déformation permanente de caractère collectif très prononcée. On a alors [MA66] :

$$\Delta E_c(\delta) = \Delta E_c(0) \left(1 - \frac{4}{45}\delta^2\right) . \quad (I.64)$$

2. Modèles microscopiques.

Ces modèles, qui constituent une façon très différente d'aborder le problème, puisqu'ils sont basés sur le modèle à particules indépendantes, n'ont connu un développement important que tout récemment (voir par exemple [N069]). Trois termes principaux apparaissent dans l'expression de l'énergie coulombienne totale :

$$E_c = E_c^{\text{dir}} + E_c^{\text{ech}} + E_c^{\text{s.o.}} . \quad (I.65)$$

Le terme direct E_c^{dir} a pour expression :

$$E_c^{\text{dir}} = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^Z \int \Psi_i^*(\vec{r}_1) \Psi_k^*(\vec{r}_2) \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \Psi_i(\vec{r}_1) \Psi_k(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 . \quad (I.66)$$

Ce terme est prépondérant et représente en général au moins 95% de E_c . Le terme d'échange E_c^{ech} , dont l'expression est :

$$E_c^{\text{ech}} = \frac{1}{4} \sum_{i,k=1}^Z \int \Psi_i^*(\vec{r}_1) \Psi_k^*(\vec{r}_2) \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \Psi_i(\vec{r}_2) \Psi_k(\vec{r}_1) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 . \quad (I.67)$$

est beaucoup plus faible :

$$E_c^{\text{ech}} \approx - \epsilon E_c^{\text{dir}} \quad (I.68)$$

où ϵ vaut environ 0,07 dans les noyaux légers et 0,02 dans les noyaux lourds [N069].

Il en est de même pour le terme $E_c^{\text{s.o.}}$, dû à l'interaction spin-orbite :

$$E_c^{\text{s.o.}} = \frac{1}{N-Z} \sum_{\alpha=Z+1}^{N+1} \int \rho_{\alpha}(r) \frac{1}{r} \frac{dV_c}{dr} \left(\frac{1}{2} - g_p + g_n\right) \frac{e\hbar^2}{2m^2 c^2} \vec{\sigma}_{\alpha} \cdot \vec{\ell}_{\alpha} 4\pi r^2 dr , \quad (I.69)$$

et dont la contribution ne dépasse pas ± 200 keV.

Il est intéressant de constater que le résultat de ces calculs est à peu près insensible au choix du modèle utilisé pour calculer les fonctions d'onde, qu'il s'agisse du puits carré, du potentiel de l'oscillateur harmonique, ou du potentiel de Woods-Saxon [NO69]. Il n'en est pas de même en ce qui concerne le calcul d'un certain nombre de termes supplémentaires qui nécessite le choix d'un modèle spécifique. Le rôle et l'importance de ces différents termes correctifs, ainsi que leur répercussion sur les différences d'énergie coulombienne n'étant pas toujours bien connus, nous n'en ferons que très brièvement état. Citons par exemple l'excitation du coeur, les impuretés de spin isobarique dans le coeur, l'effet de décompression nucléaire, l'effet de non-localité, les corrélations nucléaires à deux corps, l'effet d'appariement, le fait que les fonctions d'onde radiales des protons dans l'état analogue peuvent être légèrement différentes de celles des neutrons en excès dans l'état parent, le fait enfin que l'état analogue est un état non lié alors que l'état parent est lié (ceci conduit au déplacement de Thomas-Ehrman, dont l'origine est complexe [NO69], mais qui peut être grand pour deux états ayant des conditions asymptotiques très différentes, comme c'est le cas pour un état lié et un état du continu). La plupart de ces termes impliquent en général un mélange de spin isobarique, mais il faut par ailleurs ajouter que les effets dus aux forces nucléaires dépendantes de charge sont trop petits pour être considérés actuellement. Remarquons enfin que certaines de ces corrections sont, dans les noyaux lourds, négligeables (par exemple, l'effet d'appariement, estimé à $\pm \frac{50}{T_0}$ keV [JA69]).

c) Exploitation des données expérimentales.

On peut s'attendre, d'après ce qui précède, à observer des fluctuations de ΔE_c autour de la valeur moyenne donnée par (I.7). Les données expérimentales dont on dispose proviennent des réactions d'échange de charge (p,n) (dans ce cas, on a simplement $\Delta E_c = -Q(p,n)$, mais par ailleurs, il est difficile de détecter les neutrons avec une bonne résolution) ou ($^3\text{He},t$), mais surtout de la diffusion résonnante de protons.

Nous donnons ici les grandes lignes des résultats obtenus, tant en ce qui concerne la structure nucléaire que la distribution

de la matière nucléaire. Nous ne considérerons pas les informations que l'on pourrait en principe extraire sur les forces nucléaires dépendantes de charge ou la distribution de matière dans les états excités. L'obtention de telles informations, qui nécessite une très bonne connaissance des fonctions d'onde nucléaires, est encore très délicate.

1. Distribution de la matière nucléaire.

Distribution de charge. Des expressions du type (I.55) permettent en principe l'extraction du rayon de la distribution de charge. Cependant, il intervient, comme nous l'avons vu, de nombreux termes de correction, difficiles à estimer ; la précision obtenue pour le rayon quadratique moyen n'est que de quelques pour-cent alors que d'autres méthodes, plus directes, permettent d'atteindre 1 pour-cent. Ces autres méthodes sont par ailleurs beaucoup plus sensibles à la forme de la distribution de charge que ne le sont les différences d'énergie coulombienne, mais elles ne s'appliquent qu'aux états fondamentaux des noyaux stables.

Distributions de l'excès de neutrons et des neutrons. L'intérêt des calculs de différences d'énergie coulombienne s'est récemment déplacé de l'extraction des rayons de charge vers la détermination de la distribution de l'excès de neutrons. La différence d'énergie coulombienne due au terme direct qui, nous l'avons vu, est prépondérant, peut en effet se mettre sous la forme [N068] :

$$\Delta E_c^{\text{dir}} = 4\pi e \int_0^\infty \rho_{e.n}(r) V_c(r) r^2 dr , \quad (\text{I.70})$$

avec

$$V_c(r) = \int_0^r \frac{4\pi Ze}{r'^2} \left[\int_0^{r'} \rho_p(r'') r''^2 dr'' \right] dr' , \quad (\text{I.71})$$

et où $\rho_{e.n}(r) = \rho_n(r) - \rho_p(r)$ représente la densité de l'excès de neutrons. Lorsque la distribution de charge $\rho_p(r)$ est connue, les différences d'énergie coulombienne (corrigées comme indiqué plus haut) peuvent donc permettre de déterminer l'extension radiale de l'excès de neutrons, puis celle des neutrons $\rho_n(r)$. La méthode est très sensible en ce qui concerne la détermination des rayons

quadratiques moyens, mais l'est très peu pour ce qui est de la forme détaillée des distributions. Ces résultats obtenus sont en bon accord avec ceux que l'on obtient par les autres méthodes. En général, les rayons quadratiques moyens des distributions de neutrons et de protons sont très voisins, ce qui n'exclut toutefois pas l'existence d'un "halo" de neutrons, c'est-à-dire d'un grand rapport $\frac{\rho_n(r)}{\rho_p(r)}$ dans la queue des distributions, comme l'ont montré certaines études d'atomes K-mésiques [DA67].

Déformation des noyaux. Au moment où nous avons commencé cette étude, aucun effet de la déformation sur les différences d'énergie coulombienne n'avait encore été mis en évidence. Dans les terres rares, où le paramètre de déformation δ atteint en général 0,2 ou 0,3, et où il est raisonnable d'admettre que toutes les orbites ont la même déformation, des effets de 100-150 keV avaient été prédits à l'aide de l'expression (I.64). On pensait alors pouvoir mettre cet effet en évidence dans certains isotopes du samarium, noyaux de transition où l'on peut trouver, dans un même schéma de niveaux, des états sphériques et des états déformés [KE65]. Nous verrons plus loin les causes de l'échec de ces tentatives.

2. Structure nucléaire.

Il est évident, d'après les expressions (I.66) et (I.67), que les différences d'énergie coulombienne dépendent des fonctions d'onde : cependant, si l'on veut obtenir des détails sur les fonctions d'onde nucléaires, ΔE_c doit être mesuré avec beaucoup de précision car les effets de structure nucléaire sont relativement petits.

Dans les noyaux légers et moyens, des effets de couche ont été mis en évidence. Par exemple, pour la paire de noyaux isobares ^{41}Ca - ^{41}Sc , les différences d'énergie coulombienne pour les couches $1f_{7/2}$ et $2p_{3/2}$ diffèrent d'environ 240 keV [BA67]. Dans les noyaux lourds, les écarts d'énergie entre états analogues sont beaucoup plus semblables aux écarts entre états parents correspondants. En effet, les états parents les plus bas proviennent essentiellement des excitations des dernières orbites occupées ; étant donné le caractère collectif des différences d'énergie coulombienne, les fluctuations de ces différences pour ces états les plus bas seront considérablement

réduites par l'excès de neutrons. C'est ainsi que la discontinuité de ΔE_c à la fermeture de la couche $N = 82$ n'est que de 40 keV [WI68]. On ne doit donc pas s'attendre, dans les noyaux lourds, à observer des effets de structure nucléaire très prononcés (si ce n'est, peut-être, pour certains états collectifs).

CHAPITRE II

SPECTROSCOPIE NUCLEAIRE DES TERRES RARES

LES NOYAUX DEFORMES

Le modèle en couches, dans lequel on considère que les nucléons se déplacent indépendamment dans un puits de potentiel moyen isotrope, a permis de décrire avec succès de nombreuses caractéristiques nucléaires. Il est cependant très vite apparu que les noyaux dont les nombres de neutrons et de protons étaient très différents de ceux correspondant aux couches fermées étaient très déformés, comme le montre par exemple l'existence de grands moments quadrupolaires. On a donc été conduit à considérer les mouvements des nucléons dans un puits de potentiel moyen déformé, et, par ailleurs, les propriétés "collectives" de certains des états d'un tel noyau déformé.

Cependant, jusqu'à ces dernières années, seuls les modèles phénoménologiques avaient connu un grand développement. En effet, dans ces noyaux, les calculs microscopiques doivent tenir compte d'un très grand nombre de configurations ; de plus, loin des couches fermées, les interactions résiduelles (c'est-à-dire la partie des interactions nucléaires qui n'est pas incluse dans le potentiel moyen) sont très importantes. Dans ce chapitre, nous commençons donc par rappeler brièvement les hypothèses essentielles du modèle unifié de Bohr et Mottelson, celles du modèle de Nilsson, ainsi que les principaux résultats de ces deux modèles relatifs à l'écriture des fonctions d'onde et à l'interprétation des schémas de niveaux des terres rares. Ces deux modèles ont connu, dans l'interprétation des données

expérimentales, un succès considérable. On a toutefois été conduit, par les progrès de la spectroscopie, à tenir compte de certains éléments de matrice qui avaient tout d'abord été négligés. Nous décrirons les plus importants de ces termes correctifs. Nous aborderons enfin les descriptions microscopiques récentes dont les succès semblent très prometteurs, étant donné l'importance des problèmes liés à la déformation des états nucléaires à travers toute la table.

L'exposé de ces différents modèles nucléaires sera illustré à l'aide d'exemples tirés des schémas de niveaux des isotopes du gadolinium et de l'ytterbium.

I. LE MODELE UNIFIE

a) Les mouvements collectifs de la surface des noyaux.

La forme générale de l'équation décrivant la surface nucléaire est, par rapport à des axes fixes de l'espace :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left\{ 1 + \sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda \mu} Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \phi) \right\} . \quad (\text{II.1})$$

Dans le cas où l'on ne s'intéresse qu'à des déformations quadrupolaires, on peut, moyennant certaines conditions de symétrie, écrire l'équation de cette surface par rapport à des axes fixés au noyau comme :

$$R(\theta', \phi') = R_0 \left\{ 1 + \beta \left[\cos \gamma Y_2^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \gamma (Y_2^2 + Y_2^{-2}) \right] \right\} . \quad (\text{II.2})$$

Les paramètres β et γ caractérisent respectivement la déformation globale du noyau et la déviation de la forme de ce noyau par rapport à la symétrie axiale.

Pour des noyaux très déformés, le mouvement du noyau consiste en une oscillation de la surface autour de la forme d'équilibre très déformée, et en une rotation d'ensemble.

b) Hamiltonien du modèle unifié pour les noyaux très déformés.

Considérons un noyau formé d'un coeur ayant une déformation permanente et éventuellement d'extra-nucléons. L'hamiltonien total

du noyau s'écrit alors :

$$H_t = H_s + H_p + H_{int} \quad (II.3)$$

H_s est l'hamiltonien du coeur

H_p est l'hamiltonien de particules indépendantes pour les extra-nucléons :

$$H_p = \sum_k \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_k + v(r_k) \right\} \quad (II.4)$$

H_{int} représente l'interaction entre les mouvements du coeur et ceux des extra-nucléons.

Dans les noyaux très déformés, H_{int} est très grand car les extra-nucléons sont très fortement couplés au coeur. On obtient alors un nouvel hamiltonien pour les extra-nucléons en posant :

$$H'_p = H_p + H_{int} \quad (II.5)$$

H'_p décrit le mouvement des extra-nucléons dans un puits de potentiel déformé et lié au coeur.

c) La fonction d'onde adiabatique.

Le modèle unifié repose sur l'hypothèse "adiabatique" ou "quasi-moléculaire". On admet que les mouvements collectifs du coeur sont très "lents" par rapport aux mouvements "rapides" des extra-nucléons et que, par conséquent, les mouvements de rotation et de vibration ne perturbent pas le mouvement intrinsèque. Si, de plus, on fait l'hypothèse de la symétrie axiale, la fonction d'onde totale, solution de

$$H_t \Psi = E_t \Psi \quad (II.6)$$

est alors séparable et peut s'écrire comme un produit de trois fonctions d'onde indépendantes :

$$\Psi_{MK\Omega\nu(\varepsilon\tau)}^I = C \chi_{\Omega}^{\tau}(\beta_0, \gamma_0, \vec{r}_k) \phi_{\nu}^{\varepsilon}(\beta, \gamma) \mathcal{V}_{MK}^I(e_1, e_2, e_3) \quad (II.7)$$

. la fonction d'onde intrinsèque $\chi_{\Omega}^{\tau}(\beta_0, \gamma_0, \vec{r}_k)$ décrit les excitations des extra-nucléons dans un puits de potentiel déformé ; β_0 et γ_0 caractérisent la déformation d'équilibre ($\gamma_0 = 0$ dans le cas de

la symétrie axiale) ; $\vec{r}_k$ représente les coordonnées des extra-nucléons.

. $\psi_v^E(\beta, \gamma)$ est la fonction d'onde de vibration : elle décrit les oscillations de la surface autour de la forme d'équilibre déformée.

. la fonction d'onde de rotation $\mathcal{D}_{MK}^I(e_1, e_2, e_3)$ décrit la rotation du noyau dans l'espace par rapport à un trièdre de référence fixe, en fonction des angles d'Euler (e_1, e_2, e_3) . C est une constante de normalisation ; les lettres τ et ϵ représentent l'ensemble des nombres quantiques autres que Ω et ν éventuellement nécessaires pour caractériser complètement les états du mouvement intrinsèque et du mouvement de vibration.

L'énergie totale est la somme des énergies relatives à ces trois mouvements :

$$E_t = E_p(\beta_0, \gamma_0) + E_{rot} + E_{vib} \quad (II.8)$$

et si π désigne la parité des fonctions d'onde :

$$\pi_t = \pi_{int} \cdot \pi_{rot} \cdot \pi_{vib} . \quad (II.9)$$

Le moment angulaire total s'écrit :

$$\vec{I} = \vec{R} + \vec{V} + \vec{J} \quad (II.10)$$

où $\vec{R}$, $\vec{V}$ et $\vec{J}$ sont les moments angulaires associés aux mouvements de rotation, de vibration, et au mouvement des extra-nucléons. Les nombres quantiques $MK\Omega\nu$ intervenant dans l'expression de la fonction d'onde ont pour signification :

M : projection de $\vec{I}$ sur l'axe Oz du trièdre de référence fixe.

K : projection de $\vec{I}$ sur l'axe Oz' du trièdre lié au noyau.

Ω : projection de $\vec{J}$ sur Oz'

ν : projection de $\vec{V}$ sur Oz'

Remarquons que le fait que les projections M et K de $\vec{I}$ sur deux axes différents soient des constantes du mouvement est l'une des conséquences de l'hypothèse adiabatique.

c) Etats de rotation des noyaux très déformés.

Considérons tout d'abord un noyau très déformé de forme fixe (les mouvements de vibration de la surface sont, pour l'instant,

négligés : $\beta = \beta_0$, $\gamma = \gamma_0$).

Supposons que les premiers états excités de ce noyau sont des niveaux de rotation (c'est-à-dire que les énergies de ces premiers niveaux sont beaucoup plus faibles que l'énergie du premier niveau excité intrinsèque, ce qui est d'ailleurs une condition de validité de l'hypothèse adiabatique). Pour ces états, le noyau reste donc dans son état fondamental intrinsèque et on a :

$$\begin{aligned}\psi_t &= C \chi_{\Omega}^{\tau}(\beta_0, \gamma_0) \mathcal{D}_{MK}^I(e_1, e_2, e_3) \\ E_t &= E_{\text{rot}} + \text{Cte} \\ \vec{I} &= \vec{R} + \vec{J} \\ \pi &= \pi_{\text{rot}} \cdot \pi_{\text{int}}.\end{aligned}\tag{II.11}$$

1. Etats de rotation des noyaux pair-pair.

Pour les noyaux pair-pair, on peut considérer que tous les nucléons appariés font partie du coeur : il n'y a aucun extra-nucléon ; les équations (II.11) deviennent :

$$\begin{aligned}\psi_t &= \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} \mathcal{D}_{MK}^I(e_1, e_2, e_3) \\ E_t &= E_{\text{rot}} \\ \vec{I} &= \vec{R} \\ \pi &= \pi_{\text{rot}}.\end{aligned}\tag{II.12}$$

L'hypothèse de la symétrie axiale impose $K = 0$. L'invariance dans la symétrie par rapport au plan $x'Oy'$ du trièdre de référence fixé au noyau ne peut, par ailleurs, être satisfaite que pour les valeurs paires de I . Ce dernier prendra donc les valeurs 0, 2, 4, 6 ... Tous ces niveaux sont de parité positive. Les énergies des niveaux de la bande de rotation obtenue sont données par :

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I(I+1) .\tag{II.13}$$

$\mathcal{J}$ est le moment d'inertie de cette bande. Les énergies E_{rot} ainsi calculées ne reproduisent en général pas exactement les énergies expérimentales. Ceci vient du fait que nous avons négligé les mouvements de vibration du noyau.

On peut améliorer l'accord en ajoutant à l'expression de E_{rot} un terme $D[I(I+1)]^2$ qui rend compte de l'interaction entre les mouvements de rotation et de vibration. Le traitement précédent s'applique aux isotopes pair-pair de l'ytterbium et du gadolinium : les caractéristiques quantiques des états fondamentaux et des premiers états excités, ainsi que les énergies relatives, sont très bien décrites (fig. 12 et 13).

2. Etats de rotation des noyaux de A impair.

On considère que le noyau est formé d'un coeur pair-pair de $A-1$ nucléons, et d'un seul extra-nucléon. Le couplage des différents moments angulaires est représenté sur la figure 14. La symétrie axiale autour de Oz' impose $K = \Omega$: le noyau tourne donc autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie Oz' . L'invariance dans la symétrie par rapport au plan $x'Oy'$ impose, par ailleurs, pour forme de la fonction d'onde :

$$\Psi(IMK=\Omega) = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ \chi_K^\tau \mathcal{D}_{MK}^I + (-1)^{I-1/2} \pi_{\text{int}} \chi_{-K}^\tau \mathcal{D}_{M-K}^I \right\} . \quad (\text{II.14})$$

La parité de cette fonction d'onde est alors celle de χ_K^τ .

L'expression de l'énergie de rotation est alors :

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [I(I+1) - 2K^2] + \langle \text{RPC} \rangle . \quad (\text{II.15})$$

Le terme désigné par l'abréviation $\langle \text{RPC} \rangle$ correspond à une interaction entre le mouvement intrinsèque et le mouvement de rotation. Ce terme, négligé dans l'approximation adiabatique, représente l'élément de matrice de l'opérateur.

$$H_{\text{RPC}} = - \frac{\hbar^2}{\mathcal{J}} (I_1 j_1 + I_2 j_2) = - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (I^+ j^- + I^- j^+) \quad (\text{II.16})$$

$\mathcal{J}$ est le moment d'inertie du noyau; I_1, I_2 et j_1, j_2 sont les composantes de $\vec{I}$ et $\vec{j}$ sur Ox et Oy , et

$$I^\pm = I_1 \pm iI_2$$

$$j^\pm = j_1 \pm ij_2$$

Il a pour expression :

$$\begin{aligned}
 \langle \text{RPC} \rangle &= \langle \text{IMK}' = \Omega' | H_{\text{RPC}} | \text{IMK} = \Omega \rangle \quad (\text{II.17}) \\
 &= - \frac{\hbar^2}{2J} \sum_j c_j^*(\Omega') c_j(\Omega) \left\{ [\delta_{K', K-1} + (-1)^{I-j} \delta_{K', -(K-1)}] \right. \\
 &\quad \times [(I+K)(I-K+1)(j+K)(j-K+1)]^{1/2} \\
 &\quad \left. + [(I-K)(I+K+1)(j-K)(j+K+1)]^{1/2} \delta_{K', K+1} \right\} .
 \end{aligned}$$

Les coefficients $c_j(\Omega)$ dépendent de la structure intrinsèque ; ils seront définis plus loin.

On voit donc que l'opérateur H_{RPC} ne possède que des éléments de matrice non-diagonaux, sauf dans le cas où $K = \Omega = 1/2$.

On doit alors distinguer deux cas :

1) Etats intrinsèques pour lesquels $K \neq 1/2$.

Le terme $\langle \text{RPC} \rangle$ est nul. I peut prendre les valeurs K, K+1, K+2, ... L'énergie relative d'un état excité de rotation par rapport à l'état fondamental de la bande est :

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - K(K+1)] . \quad (\text{II.18})$$

La figure 15 (a) montre l'accord obtenu pour la bande de rotation de l'état fondamental de ^{161}Gd (désigné par $\frac{5}{2} - [523]$).

2) Etats intrinsèques pour lesquels $K = 1/2$.

Le terme $\langle \text{RPC} \rangle$ a alors pour expression :

$$\langle \text{RPC} \rangle = \frac{\hbar^2}{2J} a (-1)^{I+1/2} (I + 1/2) . \quad (\text{II.19})$$

Le "paramètre de découplage" a, qui tire son nom du fait qu'il implique que le mouvement intrinsèque de l'extra-nucléon n'est plus fortement couplé au mouvement du coeur, dépend uniquement de la structure intrinsèque. Son expression est :

$$a = - \sum_j [c_j(1/2)]^2 (-1)^{j+1/2} (j+1/2) . \quad (\text{II.20})$$

La présence du terme $\langle \text{RPC} \rangle$ va perturber la régularité des énergies des niveaux de la bande de rotation. La figure 15(b)

montre la bande de rotation bâtie sur l'état fondamental intrinsèque $1/2 - [521]$ de ^{171}Yb .

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que des bandes de rotation construites sur des états intrinsèques qui étaient des états fondamentaux. Il existe également des bandes de rotation construites sur des états intrinsèques excités ; le raisonnement que nous avons fait est aussi valable pour ces bandes. Les figures 16 et 17 montrent les bandes de rotation que l'on peut mettre en évidence dans les schémas de niveaux de ^{159}Gd et de ^{173}Yb .

e) Etats de vibration des noyaux pair-pair.

Nous n'avons jusqu'ici considéré que des noyaux déformés de forme fixe. La surface nucléaire peut cependant être animée de mouvements de vibration qui ne dépendent que des variables β et γ . Nous nous limitons à une description rapide des vibrations quadrupolaires.

1. Vibrations β et vibrations γ .

Supposons que tous les nucléons sont contenus dans le coeur et que les seuls mouvements du noyau consistent en des oscillations de la surface nucléaire autour de sa forme d'équilibre. On a alors :

$$\begin{aligned} \Psi_t &= \Phi_v^e(\beta, \gamma) \\ E_t &= E_{\text{vib}} \\ \vec{I} &= \vec{V} \\ \pi &= \pi_{\text{vib}} \end{aligned} \tag{II.21}$$

Il est alors possible de décomposer l'hamiltonien en une somme de deux hamiltoniens indépendants ayant la forme de potentiels d'oscillateurs harmoniques. Les excitations correspondantes sont :

- d'une part, le phonon β , dont la projection v du moment angulaire sur l'axe Oz' est nulle ;
- d'autre part, le phonon γ , dont le moment angulaire a pour projection sur Oz' $v=2$.

Le premier mode d'excitation, qui préserve la symétrie axiale, est appelé "vibration β " ; le second, qui ne préserve pas la symétrie axiale, est la "vibration γ ".

Les mouvements de rotation du noyau, beaucoup plus faciles à exciter que les mouvements de vibration, ne peuvent cependant pas être négligés.

2. Niveaux de vibration et de rotation des noyaux pair-pair.

On doit alors écrire :

$$E_t = E_{\text{rot}} + E_{\text{vib}} + \text{Cte}$$

$$\vec{I} = \vec{R} + \vec{V} \quad (\text{II.22})$$

$$\pi = \pi_{\text{rot}} \cdot \pi_{\text{vib}}$$

Le schéma de couplage des moments angulaires est analogue à celui de la figure 14. Il suffit d'y remplacer $\vec{J}$ par $\vec{V}$ et Ω par v . La symétrie axiale par rapport à Oz' impose en effet $K=v$. La symétrie par rapport au plan $x'Oy'$ impose par ailleurs que I soit pair lorsque $K=0$.

On pourra donc observer des bandes de rotation correspondant à des excitations :

- à 0 phonon β et 0 phonon γ : c'est la bande de rotation de l'état fondamental des noyaux pair-pair.
- à 1 phonon β et 0 phonon γ : on a alors $K=0$ et $I=0,2,4,6 \dots$
- à 0 phonon β et 1 phonon γ : on a alors $K=2$ et $I=2,3,4,5,6 \dots$
- plusieurs phonons : il existe des bandes $\beta\gamma$, $\beta\beta$, $\gamma\gamma$.

Tous ces états sont de parité positive (il s'agit de vibrations quadrupolaires). La figure 18 montre les bandes de rotation construites sur les états de vibration β , γ , $\beta\beta$ et $\beta\gamma$ de ^{154}Gd .

II. LE MODELE DE NILSSON

Nous allons maintenant considérer le mouvement du (ou des) extra-nucléon(s) dans un puits de potentiel dû au coeur.

a) L'hamiltonien des extra-nucléons.

La fonction d'onde intrinsèque est solution de :

$$H'_p \chi_\Omega^\tau = E_p(\beta, \gamma) \chi_\Omega^\tau \quad (\text{II.23})$$

avec

$$H'_p = \sum_k \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta'_k + V\left(\frac{\mathbf{r}'_k}{f'_k}\right) \right] . \quad (\text{II.24})$$

Le signe ' signifie ici que les grandeurs considérées sont prises par rapport au système de coordonnées fixé au coeur et donc mobile avec le noyau.

Les équipotentiellles sont des ellipsoïdes de même forme que la surface du coeur.

Dans le cas de la symétrie axiale, un seul paramètre intervient car $\gamma = 0$.

$$f'_k = 1 + \beta Y_2^0(\theta'_k) . \quad (\text{II.25})$$

Nilsson [NI55] a choisi pour forme de $V(r)$:

$$V(r) = v(r) + C \vec{l} \vec{s} + D \vec{l}^2 \quad (\text{II.26})$$

où $v(r)$ est un potentiel d'oscillateur harmonique isotrope, $C \vec{l} \vec{s}$ un terme spin-orbite et $D \vec{l}^2$ un terme de correction simulant la forme carrée d'un potentiel plus réaliste.

On peut alors, après certains changements de variables, écrire l'hamiltonien sous la forme :

$$H'_p = H_0 + H_\delta + C \vec{l} \vec{s} + D \vec{l}^2 . \quad (\text{II.27})$$

H_0 est l'hamiltonien d'un oscillateur harmonique isotrope dont nous écrirons les fonctions d'onde $|N\ell\Lambda\Sigma\rangle$ (N est le nombre quantique principal de l'oscillateur ; ℓ est le moment orbital et Λ sa projection ; Σ est la projection du spin de la particule).

$$H_0 |N\ell\Lambda\Sigma\rangle = (N + \frac{3}{2}) \hbar \omega_0 |N\ell\Lambda\Sigma\rangle . \quad (\text{II.28})$$

Par ailleurs :

$$H_\delta = -\delta \hbar \omega_0 \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} r^2 Y_2^0(\theta') \quad (\text{II.29})$$

où δ est un paramètre de déformation relié à β par

$$\delta = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta . \quad (\text{II.30})$$

Pour résoudre le problème, il suffit donc de diagonaliser l'hamiltonien $H_\delta + C \vec{l} \vec{s} + D \vec{l}^2$ sur la base des fonctions propres de H_0 .

b) Fonctions d'onde de Nilsson.

Nous écrirons donc la fonction d'onde d'un nucléon comme un développement sur la base des solutions de l'oscillateur harmonique isotrope.

$$\chi_{\Omega}^{\tau}(\vec{r}') = \sum_{N\ell\Lambda\Sigma} a_{\Omega}(N\ell\Lambda\Sigma) |N\ell\Lambda\Sigma\rangle. \quad (\text{II.31})$$

On admettra, en première approximation, que seuls les niveaux d'une même couche N de l'oscillateur harmonique peuvent intervenir dans le développement. La parité de χ_{Ω}^{τ} est alors $(-1)^N$. Le nombre N caractérise donc les fonctions d'onde χ_{Ω}^{τ} . Par ailleurs $\Lambda + \Sigma = \Omega$ ($\Sigma = \pm 1/2$). D'où :

$$\chi_{N\Omega}^{\tau} = \sum_{\ell\Lambda} a_{\Omega}(N\ell\Lambda) |N\ell\Lambda\Sigma\rangle. \quad (\text{II.32})$$

La condition $\sum_{\ell\Lambda} [a_{\Omega}(N\ell\Lambda)]^2 = 1$ assure la normalisation de $\chi_{N\Omega}^{\tau}$. $\chi_{N\Omega}^{\tau}(\vec{r}')$ peut également être développée sur une autre base. On remarque en effet que, si j n'est pas un bon nombre quantique pour le mouvement intrinsèque (ainsi que pour le mouvement total d'ailleurs), il n'en est pas de même pour sa projection Ω qui, par suite de la symétrie axiale, est une constante du mouvement. La fonction χ_{Ω}^{τ} n'est donc pas une fonction de j donné, mais on peut la développer sur la base des fonctions propres $\chi_{\Omega}^{\tau,j}$ de j^2 et j_z

$$\chi_{\Omega}^{\tau} = \sum_{j\ell} c_{j\ell}(\Omega) \chi_{\Omega}^{\tau,j} \quad (\text{II.33})$$

avec la contrainte

$$\sum_{j\ell} |c_{j\ell}(\Omega)|^2 = 1 \quad (\text{II.34})$$

pour la normalisation.

La relation entre les coefficients $c_{j\ell}(\Omega)$ et $a_{\Omega}(N\ell\Lambda)$ s'écrit :

$$c_{j\ell}(\Omega) = \sum_{\Lambda} a_{\Omega}(N\ell\Lambda) \langle \ell \frac{1}{2} \Lambda \Sigma | j \Omega \rangle. \quad (\text{II.35})$$

c) Nombres quantiques asymptotiques.

La déformation lève la dégénérescence des états du modèle en couches ; seuls les états qui ont des projections de j sur Oz' opposées (Ω et $-\Omega$) et tous leurs autres nombres quantiques identiques

restent dégénérés, à cause de la symétrie axiale. N et Ω ne suffisent donc pas pour caractériser complètement un état. Il faut leur adjoindre les nombres quantiques approximatifs n_z , (nombre de quanta de l'oscillateur harmonique le long de Oz') et Λ . Ces nombres quantiques sont encore appelés nombres quantiques asymptotiques car ils seraient de bons nombres quantiques pour une déformation infinie : les termes $C \vec{\ell} \cdot \vec{s}$ et $D \vec{\ell}^2$ sont alors négligeables, et l'hamiltonien peut se séparer suivant les axes cartésiens en trois hamiltoniens indépendants ; la fonction d'onde intrinsèque χ_Ω^τ tend alors vers la fonction d'onde asymptotique $|Nn_z, \Lambda\rangle$. Ces nombres quantiques asymptotiques apparaissent de façon beaucoup plus naturelle lorsque la fonction d'onde χ_Ω^τ est développée, non pas sur la base des fonctions propres de l'oscillateur harmonique isotrope, mais sur celle des fonctions propres de l'oscillateur harmonique anisotrope : ils caractérisent alors toujours la principale composante [RA58].

En général, on désigne donc une orbite de Nilsson par :

$$\Omega\pi_{int}[Nn_z, \Lambda] \text{ .}$$

d) Résultats.

Nilsson a effectué numériquement la diagonalisation pour plusieurs déformations différentes [NI55]. Des calculs similaires ont été effectués avec des potentiels autres que celui de l'oscillateur harmonique, par exemple, avec le potentiel de Woods-Saxon [FA66a, GA67, RÖ66]. Les résultats obtenus sont très voisins.

Les paramètres de ces modèles (C , D et $\hbar\omega_0$) sont ajustés de façon à reproduire, pour une déformation nulle, la séquence des niveaux du modèle en couches. La figure 19 montre la position des états de particules indépendantes en fonction de la déformation (schéma de Nilsson), pour $82 \leq N \leq 126$ (région des terres rares). On peut prévoir, pour une déformation donnée, l'ordre des états intrinsèques, et un ordre de grandeur des énergies d'excitation relatives. Les valeurs des différentes composantes $a_\Omega(N\&\Lambda)$ des fonctions d'onde χ_Ω^τ pour différentes déformations sont données sous forme de tableaux. Ce modèle a remporté un très grand succès dans certaines régions de la table des éléments (certains noyaux légers,

les terres rares, les actinides), tant du point de vue des fonctions d'onde et des diverses grandeurs calculables, que du point de vue des spins, parités et ordre des niveaux.

e) Application aux isotopes de l'ytterbium et du gadolinium.

Le modèle unifié et le modèle de Nilsson tels que nous les avons décrits rendent compte d'un très grand nombre de caractéristiques des états les plus bas des isotopes de l'ytterbium et du gadolinium. Les états des isotopes pair-impair ont par exemple été étudiés à l'aide des réactions (d,p) [VE63,GA68,BU66,TJ67] et (d,t) [BU66], ceux des noyaux pair-pair par les réactions (d,p), (d,t), (d,d') [BU67c,BL67b]. Certains de ces états ont également été identifiés par d'autres méthodes (radioactivité [KO67,FU69], ou capture radiative de neutrons thermiques [BO67,NA69]). Pour les isotopes très déformés, l'accord entre les résultats expérimentaux et les prévisions des deux modèles précédents est généralement bon. (Les figures 16 et 17 présentent par exemple les schémas de niveaux de ^{159}Gd et de ^{173}Yb). Cependant, à cause des hypothèses très simplificatrices qui sont à leur base, ces modèles deviennent très vite insuffisants pour décrire certains des états excités de ces noyaux, ou ceux des noyaux pour lesquels les effets de la déformation sont moins sensibles. Nous allons donc examiner quelques unes des causes essentielles du mélange des configurations et indiquer comment on peut remédier, dans le cadre de ces modèles, à un certain nombre de désaccords entre la théorie et l'expérience.

III. MELANGES DE CONFIGURATIONS.

a) Mélange des états de couches différentes.

Dans le modèle de Nilsson, le nombre quantique N caractérise les fonctions d'onde du mouvement intrinsèque χ_{Ω}^{τ} car on néglige les éléments de matrice non diagonaux de l'opérateur H_{δ}

$$\langle N' \ell' \Lambda' \Sigma' | H_{\delta} | N \ell \Lambda \Sigma \rangle$$

pour lesquels $N \neq N'$. En fait, ces éléments de matrice ne sont nuls que si les règles de sélection :

$$\Lambda = \Lambda', \Sigma = \Sigma', \ell = \begin{cases} \ell' & , N = \begin{cases} N' \\ N' \pm 2 \end{cases} \end{cases} \quad (\text{II.36})$$

ne sont pas vérifiées. Or, pour de grandes déformations il existe, dans les schémas de Nilsson, des croisements entre des orbites de même $K\pi$, mais dont les nombres quantiques N diffèrent de deux unités, croisements au voisinage desquels les éléments de matrice $\Delta N=2$ peuvent ne pas être négligeables. Ces croisements ont une importance particulière pour certains isotopes du gadolinium, car ils se produisent pour une déformation voisine de la déformation réelle du noyau : il peut en résulter des mélanges très importants dans les fonctions d'onde. Un tel couplage a été observé pour les orbites $\frac{3}{2}+[402]$ et $\frac{3}{2}+[651]$ dans ^{155}Gd [K067], ou $\frac{3}{2}+[400]$ et $\frac{1}{2}+[660]$ dans ^{155}Gd et ^{159}Gd [K067,SH67]. Nilsson a indiqué comment on pouvait tenir compte de ce couplage [NI55], en calculant les éléments de matrice $\Delta N=2$ de l'opérateur $r^2 Y_2^0$. Le calcul de ces éléments de matrice à l'aide des fonctions d'onde de Nilsson donne cependant des résultats d'un ordre de grandeur inférieurs aux valeurs expérimentales estimées à partir des énergies des différents états et des proportions relatives des diverses configurations qui interviennent. Ce désaccord peut être levé lorsque le potentiel employé pour décrire le mouvement intrinsèque des nucléons est un potentiel de Woods-Saxon, et non un potentiel d'oscillateur harmonique [AN68].

b) Mélange des états de bandes de rotation différentes par l'interaction de Coriolis.

L'opérateur H_{RPC} , responsable du couplage du mouvement intrinsèque et du mouvement de vibration a , comme le montre l'expression (II.17), des éléments de matrice non diagonaux $\Delta K = \pm 1$. Or, il existe, dans les noyaux de masse impaire, un grand nombre de cas où des bandes voisines de même parité ont des valeurs de K ne différant que d'une unité. L'interaction de Coriolis peut alors mélanger les états de mêmes spins et parités, et affecte à la fois leurs énergies et leurs fonctions d'onde [KE56].

Les énergies de deux niveaux de spin I sont données par :

$$E(I) = \frac{1}{2} \left\{ 2E \pm \delta E \left[1 + (I-K)(I+K+1) (2A_K / \delta E)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (\text{II.37})$$

où

$$\begin{aligned}\Sigma E &= E(I, K) + E(I, K+1) \\ \delta E &= E(I, K) - E(I, K+1)\end{aligned}\quad (II.38)$$

$E(I, K)$ et $E(I, K+1)$ étant les énergies non perturbées des deux états.

Par ailleurs :

$$A_K = - \frac{\hbar^2}{2J} \sum_j c_j^{*(K+1)} c_j(K) [(j-K)(j+K+1)]^{1/2} . \quad (II.39)$$

Cet élément de matrice A_K , qui ne dépend donc que de la structure intrinsèque des deux bandes, obéit aux règles de sélection suivantes :

$$\begin{aligned}\Delta N &= 0 \\ |\Delta \Lambda| &= |\Delta n_z| = 0 \text{ ou } 1 .\end{aligned}\quad (II.40)$$

Cette interaction abaisse donc un peu l'énergie du niveau le plus bas (noté par la suite B) et élève celle du niveau le plus haut (noté H). Il s'ensuit donc que l'on peut considérer, au premier ordre, l'effet du mélange de bande sur le spectre en énergie comme une simple renormalisation des moments d'inertie effectifs : la bande la plus basse est comprimée ($\frac{\hbar^2}{2J_{eff}}$ décroît) alors que la bande la plus haute est étirée ($\frac{\hbar^2}{2J_{eff}}$ croît). Remarquons encore que ce couplage doit être très fort pour produire des effets appréciables sur les énergies des niveaux.

Les fonctions d'onde des deux niveaux de spin I s'écriront :

$$\psi_I^{H,B} = a_I^{H,B} \psi_{I,K} + b_I^{H,B} \psi_{I,K+1} \quad (II.41)$$

avec

$$a_I^2 + b_I^2 = 1 \quad (II.42)$$

et

$$\begin{aligned}a_I^{H,B} &= \left\{ 1 + [\pm R + \sqrt{1 - R^2}]^2 \right\}^{-1/2} \\ b_I^H &= a_I^B ; \quad b_I^B = - a_I^H\end{aligned}\quad (II.43)$$

où

$$R(I) = \frac{E_{K+1}(I) - E_K(I)}{2A_K \{ (I-K)(I+K+1) \}^{1/2}} . \quad (II.44)$$

K n'est donc plus un bon nombre quantique car, à l'exception de l'état $I = K$ qui, n'ayant pas de partenaire dans le spectre $(K+1)$, n'est pas affecté, chaque état est une superposition de deux composantes de K différents.

L'interaction de Coriolis est d'autant plus forte que les orbites concernées sont issues d'une couche de j plus élevé ; les effets du couplage de Coriolis seront donc en conséquence très prononcés pour des états provenant des états sphériques $h_{11/2}$ et $i_{13/2}$, orbites très couramment rencontrées dans les terres rares.

Un exemple des effets du couplage de Coriolis est donné par les états excités de parité positive les plus bas de ^{155}Gd . La nature de ces niveaux était restée inexpliquée encore très récemment lorsqu'elle a été interprétée en termes de couplage de Coriolis des orbites $\frac{1}{2}+[660]$, $\frac{3}{2}+[651]$ et $\frac{5}{2}+[642]$ [BU67b]. Nous mentionnerons également la possibilité de couplages entre bandes avec $\Delta K = 0$, ou avec $\Delta K = \pm 2$ (par exemple, entre la bande de rotation de l'état fondamental d'un noyau pair-pair, et la bande de vibration γ de ce noyau) [NI62].

Ces diverses considérations ne suffisent cependant pas pour expliquer complètement toutes les données expérimentales.

IV. DESCRIPTIONS MICROSCOPIQUES DES ETATS DES NOYAUX DEFORMES.

Dans les modèles que nous venons de présenter, seule la partie à longue portée de la force (le terme quadrupolaire) a été considérée. L'étape suivante du développement de la description théorique résida dans l'introduction, dans le cadre de la seconde quantification, d'une force d'appariement de type superfluide (également introduite pour les noyaux sphériques) et d'interactions résiduelles multipôles-multipôles. L'hamiltonien est alors de la forme :

$$H = H_{\text{moy}} + H_{\text{app}} + H_{\text{rés}} . \quad (\text{II.45})$$

H_{moy} représente le champ moyen déformé et est correctement décrit par le potentiel de Nilsson ou le potentiel de Woods-Saxon.

H_{app} est dû aux forces d'appariement entre nucléons et s'écrit :

$$H_{app} = - G \sum_{\substack{ss' \\ \sigma\sigma'}} a_{s\sigma}^+ a_{s-\sigma}^+ a_{s'\sigma'} a_{s'-\sigma'} \quad (II.46)$$

où $a_{s\sigma}^+$ crée une particule dans l'orbite $j = s$, $m = \sigma$ et où G est une constante.

L'interaction résiduelle multipôles-multipôles peut s'écrire :

$$H_{res} = - \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \sum_{\bar{\mu} \geq 0} \{ X_n^{(\lambda)} Q_{\lambda\bar{\mu}}^+(n) Q_{\lambda\bar{\mu}}(n) + X_p^{(\lambda)} Q_{\lambda\bar{\mu}}^+(p) Q_{\lambda\bar{\mu}}(p) + X_{np}^{(\lambda)} [Q_{\lambda\bar{\mu}}^+(n) Q_{\lambda\bar{\mu}}(p) + Q_{\lambda\bar{\mu}}^+(p) Q_{\lambda\bar{\mu}}(n)] \} \quad (II.47)$$

avec

$$Q_{\lambda\bar{\mu}}(n) = \sum_{\substack{ss' \\ \sigma\sigma'}} f_{\sigma\sigma'}^{\lambda\bar{\mu}}(ss') a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'} \quad (II.48)$$

et

$$f^{\lambda 0} = r^{\lambda} Y_{\lambda}^0$$

$$f^{\lambda\bar{\mu}} = \frac{1}{\sqrt{2}} r^{\lambda} [Y_{\lambda}^{\bar{\mu}} + (-1)^{\bar{\mu}} Y_{\lambda}^{-\bar{\mu}}] \quad (II.49)$$

$X_n^{(\lambda)}$, $X_p^{(\lambda)}$, $X_{np}^{(\lambda)}$ sont des constantes de l'interaction.

Nous nous limiterons ici à quelques aspects de ces descriptions microscopiques.

a) Modèle des quasi-particules indépendantes. Appariement :

La transformation canonique de Bogolyubov permet d'introduire très facilement le concept de quasi-particule :

$$\alpha_{s\sigma} = u_s a_{s-\sigma} + \sigma v_s a_{s\sigma}^+ \quad (II.50)$$

avec

$$u_s^2 + v_s^2 = 1 \quad (II.51)$$

u_s^2 et v_s^2 sont respectivement les probabilités de non-occupation et d'occupation du niveau s , et dépendent de la position de ce niveau par rapport à la surface de Fermi. Une quasi-particule a donc quelques-unes des propriétés d'une particule, et quelques-unes des propriétés d'un trou : très au-dessus de la surface de Fermi, c'est une particule ; très en dessous de cette surface, c'est un trou.

La fonction d'onde Ψ_0 de l'état fondamental d'un noyau pair-pair décrit par l'hamiltonien $H_0 = H_{\text{moy}} + H_{\text{app}}$ est un vide de quasi-particules :

$$a_{s\sigma} \Psi_0 = 0 . \quad (\text{II.52})$$

Cette fonction d'onde peut être calculée suivant la méthode employée par Bardeen, Cooper et Schrieffer pour résoudre le problème de la superconductivité ; on écrira alors :

$$\Psi_0^{\text{BCS}} = \prod_s (u_s + v_s a_{s\sigma}^+ a_{s-\sigma}^+) \Psi_0^{(0)} \quad (\text{II.53})$$

où $\Psi_0^{(0)}$ est le vide de particules

$$a_{s\sigma} \Psi_0^{(0)} = 0 . \quad (\text{II.54})$$

La grande valeur de l'énergie nécessaire pour briser une paire explique le "gap" en énergie des noyaux pair-pair.

Les fonctions d'onde des états excités les plus bas du noyau obtenu en ajoutant un neutron à ce coeur pair-pair seront obtenues par action de l'opérateur $a_{s,\sigma}^+$, sur Ψ_0^{BCS} . Les probabilités u_s^2 et v_s^2 correspondantes peuvent être déterminées par les réactions (d,p) et (d,t) sur les noyaux pair-pair voisins.

Le modèle à quasi-particules indépendantes ne diffère donc du modèle à particules indépendantes que par le fait que les probabilités d'occupation ou de non-occupation de certaines orbites peuvent être inférieures à l'unité.

Il faut par ailleurs tenir compte des interactions résiduelles multipôles-multipôles. On se limite en général à la considération de l'interaction quadrupôle-quadrupôle ($\lambda = 2$) et de l'interaction octupôle-octupôle ($\lambda = 3$) en incluant toutefois en plus l'interaction de Coriolis.

b) Structure de quelques états excités des noyaux déformés pair-pair.

1. Etats à deux quasi-particules, quatre quasi-particules, ...

$H_{\text{rés}}$ ne joue pas un rôle très important pour les états

à 2,4,6...quasi-particules. La structure et les énergies de ces états les plus bas ont été calculées par V.G. Soloviev et ses collaborateurs [S064]. L'accord obtenu avec les résultats expérimentaux est généralement très bon : par exemple, dans ^{174}Yb , un niveau 6^+ provenant du couplage de deux quasi-particules (neutrons) dans les orbitales $\frac{7}{2}-[514]$ et $\frac{5}{2}-[512]$ prédit à 1,6 MeV a été observé expérimentalement à 1,53 MeV. Notons que ces états peuvent parfois avoir des valeurs de K très élevées car

$$K = \left| \sum_i \pm K_i \right| .$$

Le fait de prendre en considération les interactions résiduelles multipôles-multipôles permet cependant de décrire correctement les principales propriétés des états collectifs non-rotationnels, tels que les vibrations quadrupolaires ($K\pi = 0^+$ et 2^+) et octupolaires ($K\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$).

2. Les vibrations quadrupolaires.

Nous écrirons la fonction d'onde complète des états quadrupolaires de $K\pi = 0^+$ (vibrations β) ou de $K\pi = 2^+$ (vibrations γ) :

$$\Psi_{IMK} = \left(\frac{2I+1}{16\pi^2} \right)^{1/2} \left[\mathcal{D}_{MK}^I \chi_{\Omega}^{\tau} + (-1)^{I+K} \mathcal{D}_{M-K}^I \chi_{-\Omega}^{\tau} \right] \quad (\text{II.55})$$

où les fonctions d'onde intrinsèques χ_{Ω}^{τ} sont des superpositions d'états à deux quasi-particules :

$$\chi_{\Omega}^{\tau} = \sum_{\nu\omega} (\psi_{\nu\omega} \alpha_{\nu}^{+} \alpha_{\bar{\omega}}^{+} + \phi_{\nu\omega} \alpha_{\bar{\omega}} \alpha_{\nu}) |0\rangle \quad (\text{II.56})$$

(la fonction d'onde de l'état fondamental étant notée :

$$\Psi_{IM0} = \left(\frac{2I+1}{8\pi^2} \right)^{1/2} \mathcal{D}_{M0}^I |0\rangle . \quad (\text{II.57})$$

Lorsqu'on ne considère que la force d'appariement et l'interaction quadrupôle-quadrupôle, les amplitudes $\psi_{\nu\omega}$ et $\phi_{\nu\omega}$ ont pour expression :

$$\psi_{\nu\omega} = \frac{1}{N} \frac{q_{\nu\omega}}{E_{\nu\omega} - W} (u_{\nu} v_{\omega} + u_{\omega} v_{\nu}) \quad (\text{II.58})$$

$$\phi_{\nu\omega} = - \frac{1}{N} \frac{q_{\nu\omega}}{E_{\nu\omega} - W} (u_{\nu} u_{\omega} - v_{\omega} v_{\nu}) \quad (\text{II.59})$$

$q_{\nu\omega}$ est l'élément de matrice de l'opérateur $r^2 Y_2^{\mu}$ par rapport aux

états de Nilsson $|v\rangle$ et $|\omega\rangle$ dont les énergies sont E_v et E_ω :

$$q_{v\omega} = \langle v | r^2 Y_2^\mu | \omega \rangle . \quad (\text{II.60})$$

Ces éléments de matrice $q_{v\omega}$ ont été tabulés pour les fonctions d'onde de Nilsson et celles du potentiel de Woods-Saxon [ZH66, MA68, KO68]. Ils ne sont grands que lorsque les règles de sélection asymptotiques suivantes sont vérifiées :

$$\begin{aligned} \Delta N &= N_v - N_\omega = 0 \\ \Delta n_{z'} &= (n_{z'})_v - (n_{z'})_\omega = 0 \\ \Delta \Lambda &= \Lambda_v - \Lambda_\omega = 0 \quad \text{pour les vibrations } \beta \\ &= \pm 2 \quad \text{pour les vibrations } \gamma \\ \Delta \Sigma &= \Sigma_v - \Sigma_\omega = 0 . \end{aligned} \quad (\text{II.61})$$

Par ailleurs :

$$E_{v\omega} = E_v + E_\omega .$$

N est une constante de normalisation.

W est l'énergie de l'état de vibration.

Les amplitudes $\psi_{v\omega}$ et $\phi_{v\omega}$ ont été calculées par Bès et al. [BE65] et par Zhelesnova et al. [ZH66].

Ces calculs montrent que les états de vibration $K\pi = 0^+$ et $K\pi = 2^+$ ont des fonctions d'onde qui sont la superposition d'un certain nombre d'états à deux quasi-particules, ce qui rend compte de leurs propriétés collectives. En effet, lorsque, dans les terres rares, on considère toutes les orbites de Nilsson, près de 600 états à deux quasi-particules peuvent intervenir dans les états vibrationnels. En fait, compte tenu des ordres de grandeur des diverses amplitudes $\psi_{v\omega}$ et $\phi_{v\omega}$, un nombre beaucoup plus petit de configurations (en général moins de vingt) intervient effectivement.

Une différence essentielle apparaît cependant dans la structure des états $K\pi = 2^+$ et $K\pi = 0^+$. Pour les états de vibration γ , une composante à deux quasi-particules est en général prépondérante ; ces états auront donc parfois le comportement d'états à deux quasi-particules. La structure des états de vibration β est

beaucoup plus complexe. Le tableau I donne les principales composantes de ces états de vibration β et γ dans le cas de l'ytterbium-172 [ZH66]. Les énergies obtenues pour ces états sont généralement en bon accord avec les énergies expérimentales.

3. Les vibrations octupolaires.

Des calculs semblables ont été faits pour les états de vibration octupolaires. Les états $K\pi = 0^-$ sont essentiellement collectifs ; les états $K\pi = 1^-$ et 2^- sont moins collectifs ; l'état 3^- est un état à deux quasi-particules pratiquement pur [S063,ZH66].

c) Mélange des quasi-particules et des phonons dans les noyaux déformés pair-pair.

Le modèle à quasi-particules indépendantes prévoit que les états les plus bas des noyaux impairs sont des états à une quasi-particule, puis des états à trois quasi-particules, etc... Outre les états à une quasi-particule, des états à trois quasi-particules ont été mis en évidence dans les noyaux déformés : par exemple, dans ^{175}Yb , l'état $K = \frac{3}{2}^+$ à 1066 keV qui est un état à trois quasi-particules dans les états de neutrons $\frac{9}{2}^+[624]$, $\frac{5}{2}^- [512]$ et $\frac{7}{2}^- [514]$ [FU69]. Certains de ces états peuvent être très purs car la valeur élevée de K ($K = K_1 \pm K_2 \pm K_3$) réduit les probabilités de mélange. Un état intrinsèque K_0 peut cependant se coupler à un phonon du noyau pair-pair voisin : on a alors, dans les noyaux impairs des états pour lesquels $K = |K_0 - 2|$ ou $K = K_0 + 2$ (couplage à la vibration γ) ou pour lesquels $K = K_0$ (couplage à la vibration β). Bès et al. [BE66] et Soloviev et al. [S067a] ont considéré l'interaction des quasi-particules et des phonons. La fonction d'onde d'un état de $K\pi$ donné peut s'écrire :

$$\Psi(K\pi) = \frac{1}{\sqrt{2}} c_\rho \left\{ \sum_\sigma \alpha_{\rho\sigma}^+ + \sum_{\lambda\bar{\mu}i} \sum_{\nu\sigma} D_{\rho\nu\sigma}^{\lambda\bar{\mu}i} \alpha_{\nu\sigma}^+ Q_i^+(\lambda\bar{\mu}) \right\} \psi_0 \quad (\text{II.62})$$

avec la condition de normalisation :

$$c_\rho^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda\bar{\mu}i} \sum_{\nu\sigma} (D_{\rho\nu\sigma}^{\lambda\bar{\mu}i})^2 \right\} = 1 \quad (\text{II.63})$$

où ρ représente l'état du champ moyen de $K\pi$ donné.

La valeur de c_{ρ}^2 détermine la contribution de l'état de quasi-particule indépendante ρ dans l'état $K\pi$ considéré ;
 $\frac{1}{2} c_{\rho}^2 \sum_{\sigma} (D_{\rho\nu\sigma}^{\lambda\bar{\mu}i})^2$ détermine la contribution de la composante représentant l'excitation d'un phonon $\lambda\bar{\mu}i$ avec une quasi-particule dans l'état ν . Si $c_{\rho}^2 \sim 1$, l'état est un état à une quasi-particule ; si $c_{\rho}^2 \ll 1$, cet état a une nature complexe. L'interaction des quasi-particules avec les phonons conduit donc à l'apparition de mélanges dans les états à une quasi-particule ; elle affecte les facteurs spectroscopiques, les coefficients de découplage, ... Pour qu'elle soit importante, il suffit que l'élément de matrice $\langle \rho | r^{\lambda} Y_{\lambda}^{\mu} | \nu \rangle$ soit grand. Soloviev et al. [S067a] ont ainsi prédit que l'état $\frac{1}{2}^-$ à 945 keV dans ^{171}Yb avait la structure :

$$\left\{ \frac{1}{2}^- [510] \right\} (51\%) + \left\{ \left[Q(22) + \frac{5}{2}^- [512] \right]_{K\pi=\frac{1}{2}^-} \right\} (41\%) \\ + \left\{ \left[Q(20) + \frac{1}{2}^- [521] \right]_{K\pi=\frac{1}{2}^-} \right\} (3,5\%) .$$

Dans d'autres noyaux (comme ^{175}Yb ou ^{177}Yb), l'état $\frac{1}{2}^- [510]$ est par contre prédit très pur.

Remarque : Ces calculs ne sont pas à proprement parler des calculs microscopiques puisque des paramètres phénoménologiques sont utilisés pour décrire le champ moyen (potentiel de Nissson ou de Woods-Saxon). Il faut par ailleurs insister sur l'importance particulière des états du champ moyen dans le succès de ces calculs : ceci est dû au fait que les potentiels utilisés dans les calculs décrivent mieux le champ moyen dans les noyaux déformés que dans les noyaux sphériques.

CHAPITRE III

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

ET

TRAITEMENT DES RESULTATS BRUTS

Dans ce chapitre, nous décrirons brièvement les divers montages expérimentaux que nous avons employés, ainsi que les techniques utilisées.

1. LES MONTAGES EXPERIMENTAUX

Les expériences ont été faites :

- soit à l'aide des accélérateurs Tandem et King du D.Ph.N-B.E. de Saclay, pour la majeure partie
- soit à l'aide de l'accélérateur Empereur de l'Institut Max-Planck de Heidelberg.

Les montages expérimentaux employés dans ces deux laboratoires se ressemblant beaucoup, nous nous bornerons à décrire celui qui a été utilisé à Saclay ; nous indiquerons néanmoins quelques particularités du montage employé à Heidelberg.

a) Le faisceau de protons.

Le faisceau de protons de l'accélérateur Tandem Van de Graaff de Saclay, utilisé pour des énergies comprises entre 8,5 MeV et 13,6 MeV, avait une dispersion en énergie d'environ 5 keV. Dans le but de ne pas avoir de taux de comptage trop importants qui auraient

donné des taux de perte élevés et causé une détérioration importante de la résolution, l'intensité de ce faisceau fut limitée à des valeurs comprises entre 80 et 200 nA pour les mesures normales en chambre à diffusion, et entre 5 et 30 nA pour certaines mesures de normalisation à 5 MeV. Pour les expériences effectuées à l'aide du spectromètre magnétique Buechner, l'intensité était seulement limitée par la résistance des cibles, car une faible partie seulement des particules émises dans la cible à un angle donné atteint un détecteur à localisation : des courants allant jusqu'à 700 nA ont été utilisés.

b) La chambre à diffusion.

Nous avons utilisé une chambre à diffusion de type classique. La figure 21 en donne un schéma de principe. Un système de deux boîtes à lèvres permet d'obtenir une bonne définition du faisceau. Les premières lèvres, côté accélérateur, limitent l'extension spatiale du faisceau à un carré de 2 mm de côté. Les lèvres côté chambre à diffusion, jouant un rôle d'antidiffusion, déterminent un carré de 3 mm de côté.

La chambre, d'un diamètre intérieur de 340 mm, est pourvue d'un porte-cibles à trois positions et d'un plateau porte-détecteurs tournant. Les positions angulaires de la cible et des quatre détecteurs utilisés pour la détermination des fonctions d'excitation sont représentées sur la figure 21.

Le système de pompage utilisé permet d'atteindre très rapidement une pression résiduelle comprise entre 10^{-5} et 10^{-6} torr. Un piège à azote liquide, muni d'un système de remplissage automatique, a été placé entre les deux boîtes à lèvres pour empêcher le passage d'impuretés vers la chambre (impuretés transportées par le faisceau, mercure des pompes, très dangereux pour les détecteurs de type barrière de surface, ou d'autres impuretés gênantes pour les cibles) ; il joue en même temps le rôle de pompe cryogénique.

Le monitoring et la focalisation du faisceau ont, pour la détermination de fonctions d'excitation, une très grande importance.

La partie du faisceau ayant traversé la cible est recueillie par une cage de Faraday (constituée par un cylindre isolé de 3 cm de diamètre et de 15 cm de long, et à l'entrée de laquelle un anneau de garde, porté à une haute tension, empêche le retour d'électrons

secondaires vers la chambre, retour qui pourrait fausser la mesure de la charge collectée) ; un intégrateur Merlin-Gérin, qui indique également l'intensité du courant, permet alors de connaître la charge intégrée pendant un temps donné. La précision de cet intégrateur n'est cependant que de l'ordre de 1% ; par ailleurs, sa stabilité peut évoluer au cours du temps. Une solution permettant de se libérer partiellement de la non-fidélité du système d'intégration du faisceau consiste à déterminer toutes les fonctions d'excitation au moins deux fois.

Afin de limiter les erreurs dues à la non-uniformité de l'épaisseur des cibles (que le fait de recommencer les mesures plusieurs fois contribue d'ailleurs à réduire), il faut apporter un soin tout particulier à la focalisation du faisceau et à sa stabilité. On peut parfaire la focalisation du faisceau et vérifier qu'elle reste sensiblement la même au cours d'une expérience, en examinant son impact sur un quartz placé sur le porte-cibles : ceci se fait à l'aide d'une caméra de télévision, grâce à l'un des hublots ménagés à cet effet dans la paroi latérale de la chambre. Par ailleurs, la forme du faisceau ainsi que sa position exacte peuvent être vérifiées à tout instant en cours de mesure grâce à un quartz serti au fond de la cage de Faraday.

La télécommande de tous les organes de la chambre se fait de la salle de mesure, où sont également visualisées, grâce à un circuit fermé de télévision, la forme du faisceau, ainsi que les positions angulaires de la cible et des détecteurs.

c) La détection des protons diffusés.

L'étude de la diffusion élastique et inélastique de protons sur les noyaux déformés nécessite une bonne résolution : certains états sont en effet très proches, comme par exemple l'état fondamental 0^+ et le premier état 2^+ des isotopes pair-pair de l'ytterbium, qui ne sont en moyenne distants que de 80 keV. Il est, par ailleurs, nécessaire de déterminer les fonctions d'excitation de la diffusion élastique à plusieurs angles caractéristiques des polynômes de Legendre : en les déterminant simultanément à l'aide de plusieurs détecteurs, on évite de répéter les mesures pour chacun de ces angles (alors qu'il faut déjà les répéter une fois

pour le "monitorage"), et on peut détecter très facilement les anomalies dues à l'intégration du faisceau ou à la non-uniformité de l'épaisseur de la cible. Nous avons utilisé, pour déterminer les fonctions d'excitation, un montage comportant quatre détecteurs (placés à 90° , 125° , 141° et 160°) et nous nous sommes efforcés d'obtenir, pour ces quatre détecteurs, des performances optimales voisines. Les chaînes d'électronique associées à chacun de ces détecteurs étant par ailleurs identiques, on peut obtenir des courbes d'étalonnage très proches. Tout ceci a l'avantage de permettre de mieux contrôler la marche des expériences (toujours à cause des difficultés de monitoring), de détecter rapidement d'éventuelles dérives et de faciliter la sortie mécanisée des résultats et leur dépouillement.

Les détecteurs utilisés étaient des jonctions à barrière de surface ORTEC dont les caractéristiques moyennes étaient les suivantes :

- . profondeur : 1500 μm et 2000 μm
- . surface utile : 25 ou 50 mm^2
- . résistivité nominale : de 30 000 à 50 000 $\Omega\cdot\text{cm}$
- . tension de polarisation : 150 V à 500 V
- . courant inverse (à une température ordinaire) : de 0,5 μA à 1,5 μA
- . résolution (à température ordinaire, et pour les particules α de 5,5 MeV émises par une source de ^{241}Am) : de 20 keV à 30 keV.

Ces détecteurs étaient placés à 10 cm de la cible, derrière des diaphragmes de 1 ou 2,5 mm de diamètre. La résolution obtenue à l'aide d'un faisceau de protons de 12 MeV d'une intensité de 150 nA était alors généralement, avec des cibles minces, comprise entre 35 et 50 keV. Une telle résolution nécessitant la décomposition toujours délicate de certains pics, notre souci constant, au cours de ces expériences, a été la recherche de l'amélioration de la résolution. En ce qui concerne la détection des particules, il y a eu ces dernières années une amélioration sensible de la qualité des détecteurs semi-conducteurs, mais le gain de résolution le plus important a été obtenu par la réduction du bruit de fond créé dans ces détecteurs par les électrons secondaires, ainsi que par la réduction du bruit de fond propre des détecteurs.

Une source importante de bruit dans les détecteurs est en effet constituée par les électrons secondaires émis par la cible lors de chocs élastiques avec des protons (l'énergie maximale de ces électrons est, aux énergies incidentes considérées, de l'ordre de 20 keV), ou par les électrons Auger émis par les atomes perturbés. Pour empêcher ces électrons d'atteindre la surface des détecteurs, il faut interposer, entre ces détecteurs et la cible, des champs électriques ou magnétiques. Le flux électronique à la surface d'une jonction peut pratiquement être annulé en faisant régner un champ magnétique d'environ 1500 gauss entre deux diaphragmes distants de 5 à 10 mm. Une autre solution, un peu moins efficace, mais plus commode lorsque l'on a plusieurs détecteurs, consiste à disposer des plaques défectrices à 1 cm de part et d'autre du plan de réaction, l'une d'elles étant reliée à la masse, et l'autre étant portée à une haute tension de 5000 V. C'est cette dernière solution que nous avons utilisée.

Le bruit de fond propre d'un détecteur est dû au courant inverse de la jonction. Afin de diminuer ce courant inverse (et pratiquement de l'annuler) il suffit de refroidir le détecteur à une température de -25°C à -30°C . Un montage permettant de refroidir simultanément à cette température les quatre détecteurs à l'aide d'un seul dispositif a été construit. Un secteur de couronne, fabriqué dans un matériau de très bonne conductibilité thermique (alliage de cuivre et de chrome), et dans lequel les quatre détecteurs viennent se loger, est refroidi par deux cellules à effet Peltier, dont les faces "chaudes" sont elles-mêmes refroidies par une autre cellule, plus puissante et comportant un radiateur à circulation d'eau. Ces cellules à effet Peltier sont des éléments relativement fragiles ; aussi leurs alimentations électriques sont-elles, par mesure de sécurité, asservies à la circulation de l'eau. Le passage de la température ambiante à la température d'équilibre dure environ deux heures. Ce montage permet, par ailleurs, un réchauffement "rapide" (en 15 min) des détecteurs [S067b].

Pour une jonction à barrière de surface ayant, à température ordinaire, une résolution de 35 keV, l'élimination des électrons secondaires permet de passer à une résolution de 25 keV ; le refroidissement permet ensuite d'atteindre 20 keV.

Pour ce type de détecteur, l'élimination des électrons secondaires améliore donc plus la résolution que ne le fait le refroidissement. Il convient par ailleurs de signaler que l'élimination des électrons rend la résolution pratiquement indépendante de l'intensité du faisceau, alors qu'auparavant elle en dépendait fortement, ce qui nous obligeait à limiter cette intensité. Par ailleurs, le refroidissement d'une jonction à barrière de surface permet de lui appliquer une tension de polarisation plus grande que la valeur nominale, ce qui améliore le temps de collection des charges et sa résolution. La fiabilité du détecteur est également améliorée (les défauts de structure apparaissent en principe moins rapidement dans le cristal : la jonction "vieillit" donc moins vite).

d) Electronique associée.

Le diagramme fonctionnel du dispositif électronique est présenté sur la figure 22. Les quatre chaînes de détection utilisées sont strictement identiques et comprennent chacune :

- un préamplificateur de charge dont le but est d'adapter l'impédance très élevée de la jonction à la faible impédance du câble (100Ω). Afin de ne pas augmenter la capacité apparente du détecteur, le câble de liaison entre ce détecteur et le préamplificateur doit être aussi court que possible.

- un amplificateur proportionnel, de bande passante 5 MHz, situé dans la salle d'expériences, à proximité de la chambre à diffusion pour que les signaux puissent être transportés à haut niveau dans la salle de mesure où ils sont analysés sans que le rapport signal sur bruit soit très affecté par ce transport.

- une loupe à seuil dont le rôle est d'éliminer toutes les impulsions de hauteur inférieure à une certaine valeur réglable, et d'amplifier les autres : on obtient ainsi un agrandissement d'une partie du spectre.

- un convertisseur CA12 (Intertechnique) qui transforme les impulsions analogiques en informations numériques et qui, très sensible aux effets de température, était placé dans une salle thermostatée.

Dans les dernières expériences, les convertisseurs CA12 ont été remplacés par des convertisseurs CA13, plus rapides,

d'une capacité plus grande, et moins sensibles aux variations de température ; ceci a par ailleurs permis de supprimer les loupes, d'où une diminution du bruit électronique (dû en grande partie aux fluctuations des seuils analogiques de ces loupes). Nous insistons par ailleurs sur le fait qu'il y a un convertisseur par voie : la solution que consiste à mélanger les impulsions analogiques des quatre voies, puis à les analyser à l'aide d'un seul codeur aurait en effet introduit un taux de pertes beaucoup plus important. Un commutateur permet ensuite de pouvoir stocker simultanément les quatre spectres dans un seul bloc mémoire BM96 (Intertechnique) situé auprès du calculateur CAE 510 . Le transport à distance des informations numériques se fait à l'aide d'un seul câble, par l'intermédiaire d'un système émetteur-récepteur d'informations codées (ERIC). Ce bloc mémoire comporte un oscilloscope ; il est cependant préférable de ne pas l'utiliser pour visualiser les spectres en cours d'expérience : en effet, dans la position "visualisation permanente", le contenu de la mémoire, lu en permanence à la fréquence de 40 kHz, peut être altéré par des "parasites" en provenance du calculateur auquel le bloc-mémoire reste constamment couplé. C'est la raison pour laquelle les contrôles nécessaires en cours de mesure sont faits à l'aide d'un second bloc-mémoire BM96, fonctionnant en "visualisation permanente", et dans lequel les informations sont stockées en parallèle. Ce bloc comporte par ailleurs une imprimante rapide comme organe de sortie, ce qui permet de pallier toute indisponibilité éventuelle du calculateur.

Il est par ailleurs nécessaire de pouvoir évaluer les taux de pertes. Les pertes les plus importantes se produisent au niveau des convertisseurs. Le pourcentage de "temps mort" dans les convertisseurs peut être obtenu de la façon suivante : on envoie, vers deux échelles rapides (ECT21(CRC)) montées en série, les impulsions prises à l'entrée d'un convertisseur (les taux de comptage étant très élevés, ces impulsions servent en quelque sorte d'horloge) ; l'une des échelles est en fonctionnement normal, l'autre est bloquée. Les convertisseurs délivrent un signal pendant toute la durée d'un "temps mort". Ce signal, pris sur la voie au taux de comptage le plus élevé, est utilisé pour ouvrir l'échelle bloquée. Le rapport des taux de comptage échelle bloquée sur échelle libre donne donc directement le temps mort en valeur relative.

Dans toutes nos expériences, le temps mort était très faible (en général inférieur à 1%) : ceci est dû au fait que nous utilisions un convertisseur par voie, et des intensités de faisceau relativement faibles.

Un générateur d'impulsions étalonné en énergie permet de vérifier les étalonnages et la stabilité de l'électronique. Notons, par ailleurs, que l'acquisition des données est stoppée sur les voies analogiques par une boîte marche-arrêt déclenchée par l'intégrateur après qu'une certaine charge électrique, fixée à l'avance, ait été récoltée par la cage de Faraday. Les "boucles de masse" du montage expérimental constituent une source de bruit supplémentaire : nous nous sommes efforcés de limiter leurs effets en apportant beaucoup de soin à la disposition des masses. La réduction du bruit électronique a conduit à une nouvelle amélioration de la résolution : la résolution finale, compte tenu de la suppression des électrons secondaires et du refroidissement des détecteurs, est alors couramment comprise entre 15 et 18 keV.

e) Expériences avec le spectromètre magnétique.

Les spectromètres magnétiques permettent de réunir plusieurs avantages très appréciables : ils allient en effet une très bonne résolution à un bruit de fond dans les spectres en général très faible ; ils offrent en outre la possibilité de faire des mesures aux angles très à l'avant, sans affecter pour autant de façon importante ni la résolution ni le bruit de fond. Les expériences sur les spectromètres magnétiques présentaient cependant, jusqu'à ces derniers temps, un inconvénient très important : le dépouillement des émulsions photographiques exposées pouvait prendre beaucoup de temps. Cet inconvénient a été supprimé récemment par l'emploi, dans le plan focal des spectromètres, d'autres moyens de détection que les plaques ionographiques, tels que jonctions, scintillateurs, chambres à étincelles, et enfin jonctions à localisation.

C'est ce dernier type de détection qui a été étudié et réalisé sur le spectromètre magnétique de type Buechner de Saclay [BI70]. Des jonctions (NUCLEAR DIODES), d'une longueur de cinq centimètres, dont la face avant est placée dans le plan focal et dont la face arrière est résistive, délivrent un signal énergie E et un signal localisation dépendant de l'énergie $E_f(x)$. Pour ne

conserver que l'information localisation $f(x)$, à partir de laquelle on détermine la rigidité magnétique $H\rho$ de la particule détectée et, par conséquent, son énergie, il suffit d'effectuer le quotient des deux signaux.

Les avantages de ce système sont nombreux : outre l'acquisition immédiate des résultats (les spectres apparaissent sur l'écran d'un bloc mémoire BM96 comme les spectres acquis à l'aide de détecteurs ordinaires), la résolution finale obtenue est pratiquement identique à celle que l'on obtient à l'aide de plaques photographiques. Par ailleurs, une partie très faible des particules émises par la cible à un angle donné arrive sur un détecteur donné ; de plus lorsqu'on ne s'intéresse pas aux pics de diffusion élastique, on peut souvent s'arranger de façon telle que les particules diffusées élastiquement ne soient détectées par aucune jonction. Ceci a pour conséquence que le taux de comptage moyen est très faible, et qu'il n'y a pas de problèmes de temps mort et de pertes ; on peut alors employer des faisceaux incidents très intenses, ce qui permet de compenser le fait que l'on ne peut détecter les particules émises lors d'une réaction qu'à un seul angle avec un angle solide de détection généralement plus petit que ceux des détecteurs d'une chambre à diffusion.

f) Expériences avec l'accélérateur Empereur d'Heidelberg.

La définition en énergie du faisceau de protons de l'accélérateur Empereur de l'Institut Max-Planck de Heidelberg était également de l'ordre de 5 keV aux énergies comprises entre 13,5 MeV et 16,5 MeV pour lesquelles nous avons déterminé les fonctions d'excitation de la diffusion élastique et inélastique de protons sur ^{176}Yb . L'intensité de ce faisceau était d'environ 150-200 nA. Il faut cependant remarquer que les problèmes de focalisation du faisceau sont beaucoup plus délicats pour un Empereur que pour un Tandem et que, d'une façon générale, l'impact du faisceau sur la cible est plus grand. La chambre à diffusion comportait, en son entrée, une série de diaphragmes isolés de diamètres décroissants que l'on plaçait successivement dans le faisceau. La mesure du rapport des courants mesurés sur la cage de Faraday et sur ces diaphragmes permettait de ne commencer les mesures que dans de bonnes conditions de focalisation.

Huit détecteurs avaient été placés aux angles de 60° , 75° , 90° , 105° , 125° , 141° , 160° et 170° . Chacun d'entre eux était protégé des électrons secondaires par un aimant permanent. Le plateau porte-détecteurs était refroidi par la circulation d'un fluide réfrigérant.

Les informations étaient d'abord stockées dans un analyseur VICTOREEN de 16 K canaux, puis écrites sur une bande magnétique afin d'être traitées sur le calculateur CAE 510 de Saclay.

g) Les cibles.

Nous avons utilisé des cibles faites avec des isotopes séparés de gadolinium et d'ytterbium en provenance de la Division des Isotopes Stables d'Oak Ridge. Les compositions isotopiques sont données dans les tableaux II et III. Dans tous les cas, le pourcentage d'autres éléments était très faible et ne dépassait en général pas 0,05% par élément. Les cibles ont été obtenues par évaporation sous vide (par bombardement électronique) des oxydes correspondants, sur des supports de carbone de 20 à 30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Pour obtenir des cibles suffisamment épaisses et homogènes, plusieurs évaporations successives étaient en général nécessaires. Les épaisseurs de ces cibles, calculées approximativement d'après les expériences en chambre, ou mesurées à l'aide du spectromètre magnétique Buechner et des jonctions à localisation par la perte d'énergie de particules α de 6,060 MeV, étaient généralement comprises entre 100 et 300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, ce qui correspond à une perte d'énergie de quelques keV à 10 keV pour des protons de 12 MeV.

II. TRAITEMENT DES RESULTATS EXPERIMENTAUX BRUTS

a) Les mesures.

Le procédé, systématiquement suivi pour l'obtention des fonctions d'excitation de la diffusion élastique et inélastique de protons, a été le suivant : un premier passage était fait, par pas de 40 keV à partir d'une énergie inférieure de quelques centaines de keV à l'énergie calculée pour l'apparition de la résonance analogue de l'état fondamental, et ceci avec une charge collectée assez faible (40 ou 80 μC suivant l'épaisseur de la cible) mais suffisante,

d'une part, pour avoir les sections efficaces de diffusion élastique avec une bonne statistique, et d'autre part, pour repérer les résonances en diffusion inélastique. Des mesures étaient ensuite intercalées tous les 20 keV. La durée de ces mesures étaient d'environ 10 minutes. Lorsque les régions de résonance étaient bien déterminées, des mesures plus longues (de l'ordre de 1 ou 2 heures, pour une charge intégrée de l'ordre de 400 μC) étaient faites, en général tous les 10 keV dans les régions intéressantes. Toutes les mesures ont généralement été faites au moins deux fois.

b) Sortie des résultats.

Les résultats bruts (en général quatre spectres de 512 ou 1024 canaux) sont stockés dans un bloc mémoire BM96. On les transfère, à la fin de la mesure, dans la mémoire du calculateur CAE 510. Les informations sont alors enregistrées sur une bande magnétique compatible IBM-CAE. Cette opération ne prend en principe qu'une minute ou deux et est effectuée pendant le changement de l'énergie du faisceau. Ceci permet, d'une part, de pouvoir mettre en route, en toute sécurité, la mesure suivante et, par ailleurs, de conserver les spectres sous forme condensée et éventuellement d'en traiter automatiquement certaines parties, de pouvoir faire des tracés différés, etc...

Un programme permet alors de tracer tout ou partie du spectre avec une échelle choisie sur une imprimante rapide. Sur ce spectre figurent également le numéro et le contenu de chaque canal, la somme des contenus des n canaux précédents (n pouvant être fixé arbitrairement), ainsi que la somme des contenus de tous les canaux précédents ; on peut alors obtenir la surface des pics, soustraire le bruit de fond de façon très rapide, par lecture directe, ou en faisant de simples soustractions.

Dès que le tracé des spectres est terminé, on peut effectuer un dépouillement rapide des résultats : ceci permet de tracer certaines fonctions d'excitation au fur et à mesure du déroulement de l'expérience. On peut ainsi contrôler la marche de l'expérience, recommencer immédiatement certaines mesures, ou resserrer le pas de variation de l'énergie si nécessaire.

c) Dépouillement des spectres.

Des exemples de spectres obtenus par diffusion de protons sur des isotopes pair-pair de terres rares sont montrés sur les figures 23, 24 et 25. Le pic de diffusion élastique, ainsi que le pic de diffusion inélastique vers le premier niveau $2+$ sont toujours assez importants. Sur certains spectres, les niveaux $4+$ et $6+$ de la bande de rotation de l'état fondamental, ainsi que d'autres états excités (tels les vibrations γ) sont également bien apparents. Apparaissent également très nettement les pics de diffusion élastique sur les impuretés de ^{39}K , $^{35,37}\text{Cl}$, ^{32}S , ^{28}Si , ^{18}O , ^{16}O , ^{14}N , ^{13}C , ^{12}C et de diffusion inélastique vers le premier niveau excité de ^{28}Si (à 1,78 MeV).

Lors des premières expériences, les deux premiers états $0+$ et $2+$ des isotopes bombardés (en moyenne distants de 80 keV) n'étaient pas très bien résolus car la résolution finale n'était alors que de 40 à 50 keV (fig. 23). Une décomposition des pics devait alors être faite, soit graphiquement, soit à l'aide de programme de décomposition automatique de spectres. Un premier programme de décomposition de spectres en gaussiennes n'a pas donné de résultats satisfaisants, car la forme des pics n'est pas une gaussienne parfaite (ce qui est dû à la détection). Un autre programme, écrit spécialement pour décomposer deux pics voisins dont l'un est beaucoup plus important que l'autre, et qui donne au petit pic la même forme qu'au grand, a donné de meilleurs résultats.

Dans les dernières expériences, où la résolution finale était comprise entre 15 et 18 keV, la séparation de ces deux pics était suffisamment bonne pour qu'une décomposition ne soit plus nécessaire (fig. 24 et 25). Certaines parties caractéristiques des fonctions d'excitation déjà obtenues ont alors été refaites afin de vérifier que la méthode de décomposition employée donnait de bons résultats.

Le dépouillement des autres pics ($4+$, $6+$, états plus excités) n'a en général pas nécessité de décomposition, mais une soustraction du fond a dû être faite.

d) Détermination de la valeur absolue des sections efficaces différentielles.

L'expression classique de la section efficace différentielle d'une réaction est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N}{n_0 N \Delta\Omega} \quad (\text{III.1})$$

N est le nombre de particules détectées à l'angle θ pendant le temps t , n_0 le nombre de particules incidentes pendant le même temps t , N le nombre de noyaux par unité de surface de la cible, $\Delta\Omega$ l'angle solide de détection, toutes ces grandeurs étant prises dans le système du laboratoire.

Une évaluation directe des valeurs absolues des sections efficaces à l'aide de cette expression est cependant très peu précise. Il est en effet très difficile de déterminer l'épaisseur de la cible (donc N) avec une très bonne précision. De plus, interviennent également les incertitudes sur la valeur absolue de la charge collectée pendant une mesure par la cage de Faraday (donc sur n_0) et sur les angles solides de détection. On peut s'affranchir de la mesure de l'épaisseur de la cible en étudiant une réaction nucléaire induite par les mêmes particules incidentes, sur la même cible et aux mêmes angles, et dont la section efficace est calculable. Cette méthode permet en plus de se libérer des incertitudes sur les valeurs des angles solides. Nous avons choisi la diffusion élastique de protons d'énergie très inférieure à la hauteur de la barrière coulombienne (de l'ordre de 11 MeV dans les terres rares) : le seul processus qui intervient est la diffusion Rutherford.

L'expression de la section efficace différentielle expérimentale dans le système du laboratoire est alors :

$$\left\{ \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right\}_{\text{exp}}^{\text{lab}} = \left\{ \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right\}_{\text{Ruth}}^{\text{lab}} \times \frac{N_{\text{exp}}(\theta)}{N_{\text{Ruth}}(\theta)} \times \frac{Q_{\text{Ruth}}}{Q_{\text{exp}}} \quad (\text{III.2})$$

$N_{\text{exp}}(\theta)$ est le nombre de protons détectés à l'angle θ lorsque $Q_{\text{exp}} \mu\text{C}$ ont été collectés par la cage de Faraday. $N_{\text{Ruth}}(\theta)$ et Q_{Ruth} sont les grandeurs correspondantes pour la diffusion de protons de basse énergie (nous avons choisi 5 MeV).

$\left\{ \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right\}_{\text{Ruth}}^{\text{lab}}$ est la section efficace Rutherford. Son expression est,

dans le système du centre de masse :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth}}^{\text{c.m.}} = \frac{b^2}{16} \frac{1}{\sin^4 \frac{\phi}{2}} . \quad (\text{III.3})$$

Le paramètre d'impact b est défini par :

$$b = \frac{Zze^2}{E} = \frac{1,44Zz}{E(\text{MeV})} \text{ (fm)} . \quad (\text{III.4})$$

Z est la charge de la cible ; E et ϕ sont respectivement l'énergie et l'angle de diffusion de la particule incidente (de charge z) dans le système du centre de masse.

On obtient la section efficace différentielle dans le système du laboratoire à l'aide de la relation :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{lab}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{c.m.}} \frac{\sin\phi \, d\phi}{\sin\theta \, d\theta} . \quad (\text{III.5})$$

Cette méthode appliquée pour chaque isotope étudié a donné des résultats très cohérents ; l'erreur sur les valeurs absolues est de l'ordre de 10%, donc beaucoup plus faible que l'incertitude qui aurait résulté de la méthode directe.

e) Résultats obtenus.

Les fonctions d'excitation de la diffusion élastique et inélastique de protons sur des cibles de ^{170}Yb , ^{171}Yb , ^{172}Yb , ^{174}Yb , ^{176}Yb et ^{158}Gd que nous avons obtenues sont présentées sur les figures 26 à 49, 51 et 52. Ces fonctions d'excitation ayant en général été mesurées plus de deux fois avec des statistiques très différentes, nous avons calculé une moyenne pondérée des diverses valeurs expérimentales pour clarifier les courbes. Dans le même but, seules quelques barres d'erreur ont été portées sur les figures à titre indicatif. Ces barres d'erreur représentent en général l'erreur statistique ; pour certaines fonctions d'excitation, il a été également tenu compte de l'erreur possible dans la soustraction du fond. Remarquons ici qu'il y a parfois un certain éparpillement des points et qu'entre deux mesures identiques des écarts très supérieurs à l'erreur statistique peuvent être observés ; ces écarts sont dus à la non-uniformité de l'épaisseur des cibles et amplifiés par les différences dans la focalisation du faisceau.

CHAPITRE IV

INTERPRETATION DES RESONANCES OBSERVEES.

CALCUL DES LARGEURS PARTIELLES DE DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE

Toutes les fonctions d'excitation obtenues présentent des résonances : nous en donnons une brève description qualitative et montrons ensuite que l'on peut interpréter de façon simple et satisfaisante bon nombre de faits expérimentaux en calculant les largeurs partielles de diffusion élastique et inélastique de protons. Les calculs de recouvrements de fonctions d'onde d'états de noyaux déformés et ceux des largeurs de particule indépendante sont exposés ici dans le détail.

1. DESCRIPTION QUALITATIVE DES FONCTIONS D'EXCITATION OBTENUES.

a) Diffusion de protons sur les isotopes pair-pair de l'ytterbium (fig. 26 à 49, 51).

Les fonctions d'excitation de la diffusion élastique et inélastique de protons sur les isotopes pair-pair de l'ytterbium ont été déterminées, aux quatre angles $\theta_{lab} = 90^\circ, 125^\circ, 141^\circ$ et 160°

pour ^{170}Yb : de 9,0 MeV à 13,28 MeV,
pour ^{172}Yb : de 10,0 MeV à 13,0 MeV,
pour ^{174}Yb : de 11,0 MeV à 13,0 MeV,
pour ^{176}Yb : de 11,0 MeV à 16,54 MeV.

De grandes analogies peuvent être notées dans les fonctions d'excitation obtenues pour ces quatre isotopes.

1. Diffusion élastique (Fig. 26, 30, 34, 40 et 41).

Des accidents importants apparaissent sur les fonctions d'excitation de diffusion élastique à 125° , 141° et 160° , dans une plage d'énergie comprise entre 1,5 et 2 MeV et se terminant vers 13 MeV ; des accidents, beaucoup moins nets, sont aussi visibles à 90° . Ces anomalies se superposent à une section efficace potentielle variant lentement avec l'énergie et peuvent être interprétées comme résultant de l'interférence entre une amplitude potentielle et une amplitude résonnante.

2. Diffusion inélastique vers les premiers états 2^+ (Fig. 27, 31, 35, 36, 42, 43 et 44).

Les sections efficaces restent du même ordre de grandeur dans tout le domaine d'énergie exploré. Jusqu'à 13 MeV environ, les fonctions d'excitation de ces états présentent également des aspects d'interférence. Au-delà (pour $^{176}\text{Yb} + p$), les sections efficaces décroissent de façon relativement monotone.

3. Diffusion inélastique vers les premiers états 4^+ et 6^+ (Fig. 28, 32, 33, 37, 38, 39, 45 à 49).

Les fonctions d'excitation de ces états ont des allures tout à fait différentes de celles des états 0^+ et 2^+ que nous venons de voir : en dehors des régions de résonance, les sections efficaces sont en effet très faibles : un mécanisme purement résonnant est donc ici prépondérant. Remarquons encore que si les deux premières "bosses" des fonctions d'excitation de ces deux niveaux se trouvent, à de légers décalages près, aux mêmes énergies, il n'en est pas de même pour la plus importante des structures observées pour ces deux états. A l'énergie où le niveau 4^+ résonne le plus fortement (par exemple à 12,500 MeV pour $^{174}\text{Yb}(p,p_2)$), la courbe d'excitation du niveau 6^+ présente en effet un minimum très marqué, la section efficace étant pratiquement nulle ; de plus, aux énergies plus élevées (vers 13 MeV pour $^{174}\text{Yb} + p$), l'état 6^+ résonne fortement, ce qui n'est pas le cas du niveau 4^+ .

Notons encore que la largeur des différentes structures observées est comprise entre 200 et 800 keV.

4. Diffusion inélastique vers les états plus excités.

Des états plus excités ont été identifiés lors de l'expérience $^{176}\text{Yb}(p,p')^{176}\text{Yb}^*$ pour des énergies supérieures à 13 MeV (fig. 25) ou pour des énergies plus basses comprises entre 11,500 et 12,0 MeV, à l'aide du spectromètre magnétique Buechner (fig. 50). Les sections efficaces sont cependant en général très faibles, aussi est-il actuellement très difficile de conclure à la présence, ou à l'absence, de résonances sur certaines courbes d'excitation (comme celle de l'état $8+$ de la bande de rotation du niveau fondamental de ^{176}Yb par exemple). Les sections efficaces de diffusion (p,p') vers l'état de vibration γ $2+$ (1254 keV) du noyau ^{176}Yb décroissent régulièrement à partir de 13,5 MeV (fig. 51). Aux énergies plus basses, cet état n'avait pas été observé, pour des raisons d'ordre expérimental (moins bonne résolution, bruit de fond plus important) ; les mesures équivalentes effectuées à l'aide du spectromètre magnétique pour ^{174}Yb montrent néanmoins que les sections efficaces sont alors très faibles. Nous en concluons que la fonction d'excitation de cet état de vibration γ présente une structure large d'environ 1 MeV et dont le sommet se trouve vers 13,5 MeV.

b) Diffusion de protons sur ^{171}Yb .

La diffusion élastique et inélastique de protons sur ^{171}Yb a été étudiée pour des énergies incidentes comprises entre 8,5 et 12,2 MeV. Cet isotope a été choisi pour l'étude des états analogues des états d'un isotope pair-pair à cause de la faible valeur du spin de son état fondamental. (Les effets résonnants en diffusion élastique sont en effet, toutes autres choses étant égales, d'autant plus grands que le spin de la cible est plus petit). Cette expérience s'est heurtée à des difficultés d'ordre expérimental : résolution insuffisante, dérive de l'intégrateur et instabilités du fréquence-mètre de l'aimant d'analyse de l'accélérateur. Les effets observés en diffusion élastique sont très petits. En diffusion inélastique, les résonances sont observées préférentiellement pour les fonctions d'excitation d'états de spin élevé.

c) Diffusion de protons sur ^{158}Gd , ^{156}Gd , ^{154}Gd .

Les fonctions d'excitation de la diffusion élastique et inélastique de protons ont été déterminées :

- pour ^{158}Gd de 9,0 MeV à 12,12 MeV,
- pour ^{154}Gd de 9,0 MeV à 12,22 MeV.

Dans ce dernier cas, l'obtention des fonctions d'excitation a été rendue plus difficile par l'abondance relativement faible de ^{154}Gd (67%) dans l'échantillon utilisé pour fabriquer les cibles.

Par ailleurs, les spectres de la diffusion de protons sur ^{156}Gd ont été obtenus à 40 énergies comprises entre 9,0 MeV et 10,7 MeV.

Les fonctions d'excitation des diffusions $^{158}\text{Gd}(p,p_0)^{158}\text{Gd}$ et $^{158}\text{Gd}(p,p_1)^{158}\text{Gd}^*(2+, 80 \text{ keV})$ ressemblent à celles qui ont été obtenues pour les isotopes pair-pair de l'ytterbium (fig. 52). Dans le cas de $^{154}\text{Gd}(p,p_0)^{154}\text{Gd}$, les effets résonnants observés sont beaucoup moins marqués ; de même, les aspects d'interférence sont beaucoup moins nets pour $^{154}\text{Gd}(p,p_1)^{154}\text{Gd}^*(2+, 123 \text{ keV})$.

Remarquons, par ailleurs, que, pour la diffusion inélastique vers les états 4+ et 6+ de ces deux noyaux (^{158}Gd et ^{154}Gd), les sections efficaces sont beaucoup plus faibles que dans les cas correspondants pour les isotopes de l'ytterbium, mais qu'en ce qui concerne les états plus excités, elles semblent par contre plus grandes.

II. INTERPRETATION DES RESONANCES OBSERVEES.

Seuls les résultats expérimentaux concernant la diffusion sur les isotopes pair-pair de l'ytterbium ont fait l'objet d'une analyse quantitative. Les effets résonnants observés pour les autres noyaux sont en effet beaucoup plus faibles et leur interprétation requiert l'obtention d'informations expérimentales plus précises et plus complètes ; des conclusions qualitatives intéressantes peuvent cependant être tirées.

a) Diffusion élastique et réaction (d,p).

Pour savoir à quels états sont dues les résonances que l'on observe, on calcule tout d'abord grossièrement la position des résonances. Il suffit de se rappeler qu'il y a une correspondance très étroite entre les résultats de la réaction (d,p) et ceux de la diffusion élastique, et que les résonances très importantes sont dues aux états très excités en (d,p). Un état très excité par la réaction (d,p)

donnera, en diffusion élastique de protons, une résonance à l'énergie :

$$E_p^{*c.m.} = \Delta E_c - B^*(n) \quad (IV.1)$$

où ΔE_c est la différence d'énergie coulombienne donnée par (I.7) et $B^*(n)$ l'énergie de liaison du neutron dans l'état considéré. Par exemple, la fig. 53 donne les intensités relatives observées dans la réaction $^{176}\text{Yb}(d,p)^{177}\text{Yb}$ [VE63] ; les premiers états fortement excités sont ceux de la bande de rotation bâtie sur l'état intrinsèque $\frac{1}{2}^- [510]$. C'est donc aux états de cette bande que nous attribuerons la première résonance observée par la réaction $^{176}\text{Yb}(p,p)^{176}\text{Yb}$ vers 11,7 MeV (fig. 41).

b) Caractéristique essentielle des résonances observées.

En supposant que les écarts d'énergie entre les états analogues sont, en première approximation, identiques aux écarts entre les états parents correspondants (ce qui, dans le cas des noyaux lourds, est justifié, comme nous l'avons vu au Chapitre I, §VI), on voit que les structures observées tant en diffusion inélastique qu'en diffusion élastique ne sont pas des résonances isolées : il y a en effet en général au moins trois ou quatre des niveaux vus par la réaction (d,p) qui correspondent à chacune de ces structures.

L'interprétation et l'analyse de résonances qui se recouvrent sont, d'une façon générale, très délicates. De plus, les amplitudes des effets résonnants observés en diffusion élastique sont beaucoup plus faibles ici que dans la plupart des cas où des résonances analogues isolées ont pu être analysées. Il pourrait donc sembler, en première analyse, que les difficultés sont telles que toute tentative d'interprétation quantitative est d'avance vouée à l'échec. Nous allons montrer que, dans le cas des noyaux déformés lourds, il n'en est rien, mais qu'au contraire une analyse détaillée des données expérimentales est possible et fructueuse.

c) Résonances et largeurs partielles.

Nous considérerons, dans une première étape, que les structures observées sont dues à une simple superposition de résonances isolées. Or, pour une résonance isolée, les effets observés sont proportionnels :

$$- \text{à } (2J+1) \frac{\Gamma_p}{\Gamma} \text{ pour la diffusion élastique (Chap. I, §V-a)}$$

- à $(2J+1) \frac{\Gamma_p \Gamma_{p'}}{\Gamma^2}$ pour la diffusion inélastique purement résonnante (Chapitre I. §V-c).

Il est donc intéressant de pouvoir estimer les diverses largeurs partielles de diffusion élastique et inélastique de protons. Dans la suite, les expressions sont similaires pour les voies d'entrée p et les voies de sortie p' ; aussi ferons-nous souvent abstraction du signe '. Notons cependant que, dans les voies de sortie, c'est l'énergie des protons émis qui intervient dans le calcul des grandeurs dépendant de l'énergie, en particulier pour celui du nombre d'onde k .

Nous écrirons les largeurs partielles :

$$\Gamma_p = \sum_{j\ell} \Gamma_{pj\ell}, \quad (\text{IV.2})$$

où, d'après (I.39) :

$$\Gamma_{pj\ell} = P_\ell(kR) \gamma_{pj\ell}^2. \quad (\text{IV.3})$$

Les amplitudes de largeurs réduites $\gamma_{pj\ell}$ sont exprimées en unités d'amplitude de largeur réduite de particule indépendante $\gamma_{s.p.}^{(j,\ell)}$.

$$\gamma_{pj\ell} = \theta_{pj\ell} \gamma_{s.p.}^{(\ell,j)}. \quad (\text{IV.4})$$

$\theta_{pj\ell}^2$ représente alors la probabilité pour que l'état analogue (J,π) soit formé en ajoutant un proton (ℓ,j) à l'état fondamental ou à l'un des états excités de la cible et peut être calculée à partir de modèles de structure nucléaire.

Nous verrons par la suite qu'il est très utile de connaître non seulement $\Gamma_{pj\ell}$, mais aussi la grandeur et le signe de $\gamma_{pj\ell}$.

III. CALCUL DES RECOUVREMENTS DE FONCTIONS D'ONDE DANS LES NOYAUX DEFORMES.

a) Transitions entre états analogues et états de la cible.

L'expression des amplitudes $\theta_{pj\ell}$ (ou $\theta_{p',j',\ell'}$) est :

$$\theta_{pj\ell} = \langle \Psi_A(J_A M_A) | [\Psi_C \otimes \phi_{j\ell}^{(p)}]_{J_A M_A} \rangle. \quad (\text{IV.5})$$

Ψ_A est la fonction d'onde de l'état analogue ; Ψ_C est la fonction

d'onde de l'état fondamental de la cible (ou de l'un des états excités) ; $\phi_{j\ell}^{(p)}$ est la fonction d'onde du proton transféré (ou émis).

Nous ne nous intéresserons pas par la suite aux voies de diffusion inélastique faisant directement intervenir la partie "doorway" de la fonction d'onde de l'état analogue. Par exemple, dans le cas de la voie de diffusion élastique sur un noyau pair-pair et celui des voies de diffusion inélastique vers les états de la bande de rotation de l'état fondamental du même noyau (états qui sont donc tous dans le même état intrinsèque), seule la composante à une quasi-particule intervient dans le calcul des recouvrements. Pour la diffusion élastique et inélastique vers les premiers états d'un noyau pair-impair, convenablement décrits par le modèle à quasi-particules indépendantes, diffusion conduisant à la formation des états analogues d'états à deux quasi-particules, ou d'états de vibration γ (superposition d'un petit nombre de configurations à deux quasi-particules), seules les composantes les plus simples interviennent également.

Rappelons que ces composantes les plus simples ont les mêmes fonctions d'onde que les états parents correspondants (au facteur de normalisation $\frac{1}{\sqrt{2T_0+1}}$ près). Le calcul des $\theta_{pj\ell}$ se ramène donc au calcul des diverses amplitudes spectroscopiques entre les états de la cible et les états du noyau parent. Par conséquent :

$$\theta_{pj\ell} = \frac{1}{\sqrt{2T_0+1}} \langle \Psi_P(J_P M_P) | [\Psi_C \otimes \phi_{\ell j}^{(n)}]_{J_P M_P} \rangle . \quad (IV.6)$$

b) Recouvrement des fonctions d'onde d'un état parent et d'un état de la cible [SA58, MA60].

Considérons donc l'intégrale de recouvrement :

$$I(\ell j) = \int \Psi_{J_P K_P M_P}^*(\xi, e, i, v) \left\{ \Psi_{J_C K_C}(\xi, e, i) \otimes \phi_{\ell j}^{(n)}(v) \right\}_{J_P M_P} d\xi de di dv . \quad (IV.7)$$

ξ représente les coordonnées des nucléons du coeur, e les angles d'Euler, i les coordonnées des extra-nucléons, v les coordonnées du neutron transféré.

Comme

$$\begin{aligned} \{ \Psi_{J_C K_C}(\xi, e, i) \otimes \phi_{\ell j}^{(n)}(v) \}_{J_P M_P} &= \sum_{M_C} \langle J_C M_C \ j \ M_P - M_C | J_P M_P \rangle \Psi_{J_C K_C M_C}(\xi, e, i) \\ &\times \phi_{\ell j}^{M_P - M_C}(v) , \end{aligned} \quad (IV.8)$$

il vient :

$$I(\ell j) = \int d\nu \sum_{M_C} \langle J_C M_C \ j \ M_P - M_C \ | \ J_P M_P \rangle \langle P | C \rangle \phi_{\ell j}^{M_P - M_C}(\nu) , \quad (IV.9)$$

où

$$\langle P | C \rangle = \int \Psi_{J_P K_P M_P}^*(\xi, e, i\nu) \Psi_{J_C K_C M_C}(\xi, e, i) d\xi de di . \quad (IV.10)$$

On peut par ailleurs définir les coefficients $\beta_{j\ell}$ par la relation :

$$\langle P | C \rangle = \sum_{\ell j} \beta_{j\ell} \langle J_C M_C \ j \ M_P - M_C \ | \ J_P M_P \rangle \phi_{\ell j}^{M_P - M_C}(\nu) . \quad (IV.11)$$

En portant (IV.11) dans (IV.9), et compte tenu du fait que

$$\sum_{M_C} \langle J_C M_C \ j \ M_P - M_C \ | \ J_P M_P \rangle^2 = 1 \quad (IV.12)$$

et de la normalisation des fonctions d'onde $\phi_{\ell j}$:

$$\int d\nu |\phi_{\ell j}^{M_P - M_C}(\nu)|^2 = 1 \quad (IV.13)$$

on obtient :

$$I(\ell j) = \beta_{j\ell} . \quad (IV.14)$$

Par conséquent, pour calculer l'intégrale de recouvrement $I(\ell j)$, il suffit de calculer $\langle P | C \rangle$ et de prendre le coefficient de :

$$\langle J_C M_C \ j \ M_P - M_C \ | \ J_P M_P \rangle \phi_{\ell j}^{M_P - M_C}(\nu) .$$

Il est cependant nécessaire de tenir compte de l'antisymétrisation par rapport aux extra-nucléons. Si n extra-nucléons interviennent dans la fonction d'onde de l'état parent ($n - 1$ extra-nucléons interviennent alors dans la fonction d'onde de l'état de la cible), c'est le recouvrement $\theta_{j\ell} = \sqrt{n} \beta_{j\ell}$ que l'on doit considérer pour calculer $\theta_{pj\ell}$.

c) Calcul des recouvrements $\theta_{j\ell}$ dans le cas des noyaux déformés.

La fonction d'onde d'un état de la cible s'écrit, dans le cas le plus général, d'après (II.12) et (II.14) :

$$\begin{aligned} \Psi_{J_C K_C M_C}(\xi, e, i) &= \left(\frac{2J_C + 1}{16\pi^2 (1 + \delta_{K_C 0} \delta_{M_C 0})} \right)^{1/2} \phi_C(\xi) \\ &\times \left\{ \mathcal{D}_{M_C K_C}^{J_C}(e) X_{K_C}(i) + (-1)^{J_C - \Sigma j} \mathcal{D}_{M_C - K_C}^{J_C}(e) X_{-K_C}(i) \right\} \end{aligned} \quad (IV.15)$$

$X_{K_C}(i)$ est la fonction d'onde antisymétrisée pour le mouvement intrinsèque des i extra-nucléons :

$$X_{\Omega} \propto \text{Dét} \{ \chi_{\Omega i} \}$$

avec

$$\Omega = \sum_i \Omega_i.$$

De même, la fonction d'onde d'un état parent pourra s'écrire :

$$\begin{aligned} \Psi_{J_P K_P M_P}(\xi, e, i\nu) &= \left(\frac{2J_P + 1}{16\pi^2 (1 + \delta_{K_P 0} \delta_{M_P 0})} \right)^{1/2} \phi_P(\xi) \\ &\times \left\{ \mathcal{D}_{M_P K_P}^{J_P}(e) X_{K_P}(i\nu) + (-1)^{J_P - \Sigma j_i - j_\nu} \mathcal{D}_{M_P - K_P}^{J_P}(e) X_{-K_P}(i\nu) \right\}. \end{aligned} \quad (IV.16)$$

La forme symétrique de ces fonctions d'onde permet toutefois de faire le calcul des recouvrements $\langle C | P \rangle$ à l'aide des fonctions d'onde du type : $\left(\frac{2J+1}{8\pi^2} \right)^{1/2} \phi(\xi) \mathcal{D}_{MK}^I(e) X_K$, à condition d'introduire un facteur multiplicatif g ayant pour valeur :

$$\begin{aligned} g &= \sqrt{2} \quad \text{si } K_C = \Omega_C = 0 \\ &\quad \text{ou } K_P = \Omega_P = 0, \end{aligned}$$

$g = 1$ dans tous les autres cas.

Nous considérerons ici le cas où il n'y a qu'un seul extra-nucléon ($n = 1$). La fonction d'onde intrinsèque de ce nucléon supplémentaire $\chi_{\Omega}(\nu)$ doit être transformée dans le système d'axes fixes de l'espace, puis développée sur la base des $\phi_{\ell j}^{\Omega}(\nu)$:

$$\chi_{\Omega}(\nu) = \sum_{\ell j} c_{j\ell}(\Omega) \sum_m \mathcal{D}_{m\Omega}^{j*}(e) \phi_{\ell j}^m(\nu). \quad (IV.17)$$

Les $c_{j\ell}(\Omega)$ sont les coefficients de Nilsson définis plus haut (Chapitre II, §II-b).

L'expression du recouvrement est alors :

$$\begin{aligned} \langle P|C \rangle &= \sum_{\ell j} g \frac{[(2J_P+1)(2J_C+1)]^{1/2}}{8\pi^2} \langle \phi_P(\xi) | \phi_C(\xi) \rangle \\ &\times c_{j\ell}(\Omega) \sum_m \phi_{\ell j}^{m*}(\nu) \int \mathcal{D}_{M_P K_P}^{J_P*}(e) \mathcal{D}_{M_C K_C}^{J_C}(e) \mathcal{D}_{m\Omega}^j(e) \, de. \end{aligned} \quad (\text{IV.18})$$

La somme sur m est ici purement formelle car $m = M_P - M_C$.

Compte tenu de la relation

$$\int \mathcal{D}_{a\alpha}^A(e)^* \mathcal{D}_{b\beta}^B(e) \mathcal{D}_{c\gamma}^C(e) \, de = \frac{8\pi^2}{2A+1} \langle BCbc | Aa \rangle \langle BC\beta\gamma | A\alpha \rangle, \quad (\text{IV.19})$$

on obtient :

$$\begin{aligned} \langle P|C \rangle &= \sum_{\ell j} \left\{ g \left(\frac{2J_P+1}{2J_C+1} \right)^{1/2} \langle \phi_P(\xi) | \phi_C(\xi) \rangle c_{j\ell}(|K_P \pm K_C|) \right. \\ &\times \left. \langle J_P K_P | J_C \, j \, \mp K_C \, K_P \pm K_C \rangle \right\} \langle J_P M_P | J_C \, j \, M_C \, m \rangle \phi_{\ell j}^{M_P-M_C*}(\nu). \end{aligned} \quad (\text{IV.20})$$

D'où :

$$\theta_{j\ell}(K_C, K_P) = g \sqrt{\frac{2J_C+1}{2J_P+1}} \langle J_C \, j \, \mp K_C \, K_P \pm K_C | J_P K_P \rangle \langle \phi_P | \phi_C \rangle c_{j\ell}(|K_P \pm K_C|). \quad (\text{IV.21})$$

a) Diffusion élastique et inélastique sur un noyau pair-pair.

1. Etats parents à une particule.

Dans le cas de transitions entre les états de la bande de rotation de l'état fondamental d'un noyau pair-pair ($K_C=0$) ${}^A_Z C_N$ et les premiers états excités du noyau pair-impair ${}^{A+1}_Z P_{N+1}$ (états que l'on supposera tout d'abord purs à une particule), on a :

$$\theta_{j\ell} = \sqrt{2} \left(\frac{2J_C+1}{2J_P+1} \right)^{1/2} \langle J_P K_P | J_C \, j \, 0 \, K_P \rangle c_{j\ell}(K_P). \quad (\text{IV.22})$$

(On a également supposé que le recouvrement des fonctions d'onde de vibration $\langle \phi_P | \phi_C \rangle$ était voisin de l'unité).

Pour une transition entre l'état fondamental du noyau C et l'un des états excités du noyau P (c'est par exemple le cas de la réaction (d,p)) :

$$J_C = 0 \quad , \quad j = J_P$$

et

$$\langle J_P K_P | 0 J_P 0 K_P \rangle = 1.$$

D'où

$$\theta_{j\ell}(0, K_P) = \left(\frac{2}{2j+1}\right)^{1/2} c_{j\ell}(K_P) . \quad (\text{IV.23})$$

L'expression du facteur spectroscopique est alors :

$$S_{\ell}(d,p) = \theta_{j\ell}^2 = \frac{2}{2j+1} c_{j\ell}^2(K_P) . \quad (\text{IV.24})$$

On peut de même définir les facteurs spectroscopiques pour les transitions (d,p) fictives sur les états excités par :

$$S_{\ell'} = \sum_{j'} \theta_{j'\ell'}^2(K_C, K_P) . \quad (\text{IV.25})$$

Ce sont, au facteur $\frac{1}{2T_0+1}$ près, les facteurs spectroscopiques des transitions de protons entre états analogues et états excités de la cible.

L'analyse de la diffusion élastique et inélastique de protons passant par la formation d'un état analogue donné fait donc intervenir diverses combinaisons des coefficients de Nilsson $c_{j\ell}(\Omega)$ de la fonction d'onde de cet état. C'est donc en principe une méthode potentiellement beaucoup plus puissante que la réaction (d,p) vers l'état parent correspondant, qui ne fait intervenir qu'un seul coefficient $c_{j\ell}(\Omega)$.

2. Règles de somme.

Les propriétés d'orthonormalisation des coefficients de Clebsch-Gordan permettent d'écrire, par sommation sur tous les états J_P d'une même bande de rotation du noyau P, et pour un état déterminé de la cible J_C :

$$\sum_{J_P} (2J_P+1) \theta_{j\ell}^2 = 2(2J_C+1) c_{j\ell}^2(K_P) , \quad (\text{IV.26})$$

d'où :

$$\sum_{J_p} (2J_p+1) \sum_{\ell} S_{\ell}(J_C) = 2(2J_C+1) . \quad (\text{IV.27})$$

Pour la diffusion élastique ou la réaction (d,p), on obtient :

$$\sum_j (2j + 1) S_{\ell} = 2 . \quad (\text{IV.28})$$

Si, par contre, pour un état donné J_p du noyau parent, on effectue la sommation sur tous les états J_C de la bande de rotation de l'état fondamental de la cible, il vient :

$$\sum_{J_C} \sum_{\ell} S_{\ell}(J_p) = 2 . \quad (\text{IV.29})$$

Ces règles de somme permettent de vérifier que l'on a bien calculé tous les recouvrements les plus grands. Nous verrons, par ailleurs, que la seconde de ces règles de somme, qui n'a pas d'équivalent pour d'autres réactions, revêt une importance particulière dans l'analyse des résultats.

3. Etats parents à une quasi-particule, ou plus complexes :

Le modèle superfluide à particules indépendantes prédisant qu'il n'y a pas de transition très brutale entre états occupés et états non-occupés, il faut affecter les fonctions d'onde du facteur u (u^2 représentant la probabilité pour que l'orbite considérée soit vide). Les états qui sont la superposition d'états à une quasi-particule peuvent, par ailleurs, être également considérés, ainsi que ceux pour lesquels peuvent intervenir des mélanges de fonctions d'onde (mélanges d'orbitales de couches $\Delta N = 2$, mélanges dus à l'interaction de Coriolis, ou mélanges aux états de vibration). D'où :

$$\theta_{j\ell} = \sqrt{2} \left(\frac{2J_C+1}{2J_p+1} \right)^{1/2} \sum_i \langle J_C \ j \ 0 \ K_p^{(i)} | J_p K_p^{(i)} \rangle a_i u_i c_{j\ell}^{(i)}(K_p^{(i)}) . \quad (\text{IV.30})$$

où les a_i sont les amplitudes des différents états à une quasi-particule qui interviennent.

e) Décomposition des états de vibration γ des noyaux pair-pair.

Considérons maintenant la diffusion élastique et inélastique passant par la formation d'états de vibration γ d'un noyau pair-pair.

Nous supposons que ces états sont convenablement décrits par la superposition d'un petit nombre de configurations à deux quasi-particules (Chap.II, §IV-b) et nous nous limiterons aux voies de diffusion inélastique vers les états à une quasi-particule du noyau cible pair-impair. L'expression des recouvrements peut alors s'écrire, d'après [KE67] :

$$\theta_{j\ell} = \sqrt{\frac{2J_C+1}{2J_P+1}} \left\{ \langle j\ 2 - K_C\ J_C\ K_C | J_P\ 2 \rangle c_{j\ell}^{(-)} + \langle j\ 2 + K_C\ J_C\ -K_C | J_P\ 2 \rangle c_{j\ell}^{(+)} \right\}, \quad (\text{IV.31})$$

avec

$$c_{j\ell}^{(-)} = \sum_{\nu} c_{j\ell}^{\nu} (\Omega = 2 - K_C) u_{\nu} \psi_{\nu\omega},$$

et

$$c_{j\ell}^{(+)} = \sum_{\nu} c_{j\ell}^{\nu} (\Omega = 2 + K_C) u_{\nu} \psi_{\nu\omega}. \quad (\text{IV.32})$$

(On considère les transitions effectuées à partir des états ω de la cible en transférant une particule dans l'orbite ν).

L'étude de la réaction (d,p) ne permet de déterminer que les amplitudes des composantes $|\omega_0 \nu\rangle$, où ω_0 est l'état fondamental de la cible ; la diffusion inélastique permet en principe la détermination des amplitudes de toutes les composantes $|\omega \nu\rangle$ importantes : elle conduit donc à une véritable décomposition des états de vibration γ .

IV. CALCUL DES LARGEURS DE PARTICULE INDEPENDANTE.

a) Définition et sens physique de la largeur de particule indépendante.

L'amplitude de largeur $\gamma_{s.p.}^{(\ell,j)}$ (ou $\gamma_{s.p.}^{(\ell)}$ lorsqu'on considère qu'elle est indépendante de j) est reliée à la largeur de particule indépendante $\Gamma_{s.p.}^{(\ell,j)}$ par la relation (I.44). Physiquement, cette largeur est simplement la largeur d'un état de particule indépendante ayant la même énergie d'excitation que l'état analogue.

Dans ce qui précède, nous avons supposé que l'on pouvait toujours décomposer une largeur en un produit de deux termes dont l'un

(la largeur réduite $\gamma^{(\ell)^2}$) renferme toute l'information nucléaire et est théoriquement indépendante de l'énergie et l'autre (le facteur de pénétration $P_\ell(kR)$) ne dépend que du mode de formation ou de décroissance :

$$\Gamma_\ell = \gamma^{(\ell)^2} P_\ell(kR) . \quad (\text{IV.33})$$

En fait, cette séparation n'est strictement valable que lorsque la surface nucléaire est abrupte (le potentiel moyen dans lequel se meuvent les nucléons peut alors être représenté par un puits carré). La largeur réduite de particule indépendante tend alors vers une limite, dite limite de Wigner, dont l'expression est [TE52] :

$$(\gamma_{sp}^{(\ell)^2})_W = \frac{3}{2} \frac{\hbar^2}{\mu R^2} \quad (\text{IV.34})$$

où μ est la masse réduite : $\mu = \frac{A}{A+1} m_p$ et $R \sim 1,4 (A^{1/3} + 1)$ fm.

Cette expression, bien que fréquemment utilisée pour l'extraction de facteurs spectroscopiques, ne constitue cependant pas une limite absolue et conduit en fait à une sous-estimation très importante de la largeur de particule indépendante. La surface des noyaux est en effet diffuse et joue un très grand rôle dans les réactions nucléaires. Il faut donc calculer les largeurs de particule indépendante de façon plus réaliste.

b) Méthode de calcul employée.

Schiffer a suggéré de calculer les largeurs de particule indépendante en résolvant l'équation de la diffusion élastique de protons par un puits de potentiel optique réel [SC63]. Une résonance de particule indépendante doit apparaître dans la fonction d'excitation que l'on peut ainsi calculer, et on peut mesurer sa largeur. Pour déplacer l'énergie de cette résonance et pouvoir ainsi obtenir les largeurs de particule indépendante pour différentes énergies, il suffit de faire varier la profondeur du puits réel employé. Nous insistons encore sur le fait que le potentiel optique utilisé ne doit pas comporter de partie imaginaire car cela correspond à l'absorption de particules, donc à l'ouverture de voies de réaction : la résonance observée ne serait donc pas une résonance de particule indépendante.

Plusieurs auteurs ont employé cette méthode [AN66,SC67]. Nous l'avons perfectionnée de façon à nous affranchir des effets des variations importantes des facteurs de pénétration à travers les résonances.

Le potentiel optique utilisé était de forme classique :

$$V(r, \ell, j) = V_{\text{cent.}} + V_{\text{coul.}} + V_{\text{s.o.}} \quad (\text{IV.35})$$

La partie centrale de ce potentiel était un potentiel de Woods-Saxon :

$$V_{\text{cent.}} = - \frac{U_{\text{cent.}}}{1 + \exp\left(\frac{r - r_{\text{cent.}}}{a_{\text{cent.}}}\right)} \quad (\text{IV.36})$$

Le potentiel coulombien avait pour expression :

$$V_{\text{coul.}} = \begin{cases} \frac{Zze^2}{2R_{\text{coul}}} \left[3 - \left(\frac{r}{R_{\text{coul}}}\right)^2 \right] & \text{pour } r \leq R_{\text{coul.}} \\ \frac{Zze^2}{r} & \text{pour } r \geq R_{\text{coul.}} \end{cases} \quad (\text{IV.37})$$

Le potentiel spin-orbite avait un facteur de forme de Thomas :

$$V_{\text{s.o.}} = - 2 \frac{U_{\text{s.o.}} \exp\left(\frac{r - r_{\text{s.o.}}}{a_{\text{s.o.}}}\right)}{a_{\text{s.o.}} r \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_{\text{s.o.}}}{a_{\text{s.o.}}}\right) \right]^2} \vec{\ell} \cdot \vec{s} \quad (\text{IV.38})$$

Les différents paramètres de ce potentiel ($U_{\text{cent.}}$, $r_{\text{cent.}}$, $a_{\text{cent.}}$, $R_{\text{coul.}}$, $U_{\text{s.o.}}$, $r_{\text{s.o.}}$, $a_{\text{s.o.}}$) avaient déjà été déterminés, pour des protons d'énergies voisines de celles que nous considérons, à l'aide d'autres expériences [BU66,GA68]. Les calculs ont été faits en faisant varier $U_{\text{cent.}}$ (afin de modifier les énergies de résonance), avec et sans potentiel spin-orbite.

Les fonctions d'onde radiales optiques sont obtenues en résolvant l'équation :

$$\frac{d^2 u_{\ell}^j(r)}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{2m}{\hbar^2} V(r, \ell, j) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] u_{\ell}^j(r) = 0 \quad (\text{IV.39})$$

avec les conditions aux limites :

$$u_{\ell}^j(0) = 0 \quad (\text{IV.40})$$

$$u_{\ell}^j(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} F_{\ell}(r) + f_{\ell}^j \left[G_{\ell}(r) + i F_{\ell}(r) \right] \quad (\text{IV.41})$$

Les amplitudes de diffusion $f_{\ell}^{\pm}$ (les signes $\pm$ correspondent à $j = \ell \pm \frac{1}{2}$) sont reliées aux phases optiques $\delta_{\ell}^{\pm}$ par :

$$f_{\ell}^{\pm} = e^{i\delta_{\ell}^{\pm}} \sin \delta_{\ell}^{\pm} . \quad (\text{IV.42})$$

Le passage à zéro de la courbe $\text{Re } f_{\ell}^{\pm} = f(E)$ permet de déterminer, pour une valeur de $U_{\text{cent.}}$ donnée, l'énergie de résonance E_R avec une grande précision.

La section efficace de diffusion élastique est, pour une onde (ℓ, j) , donnée par :

$$\sigma_{el}(\ell, j) \propto \frac{\pi}{k^2} \sin^2 \delta_{\ell}^{\pm} , \quad (\text{IV.43})$$

elle est donc proportionnelle à $\text{Im } f_{\ell}^{\pm}$.

Des résonances apparaissent effectivement dans les courbes $\text{Im } f_{\ell}^{\pm} = f(E)$ (où E est l'énergie des protons incidents) (fig. 54). Cette figure montre qu'il ne peut être question, dans beaucoup de cas, de déterminer la largeur de ces résonances en mesurant leur largeur à mi-hauteur. (La largeur de particule indépendante, qui a le caractère d'une largeur partielle, est ici mesurée comme une largeur totale : il ne faut cependant pas oublier que, seule, la voie de diffusion élastique intervient : la largeur partielle est donc égale à la largeur totale). On peut cependant déterminer $\Gamma_{s.p.}^{(\ell, j)}$ à l'énergie de résonance par interpolation à partir de la courbe :

$$\Gamma_{s.p.}^{(\ell, j)} = \frac{2(E - E_R)}{\text{ctg } \delta_{\ell}^{\pm}} = f(E) . \quad (\text{IV.44})$$

Cette méthode, véritable expérience d'ordinateur, nécessite au départ un certain tâtonnement. Par la suite, les courbes $E_R^{(\ell)} = f(U_{\text{cent.}})$ sensiblement parallèles et de pente -2 constituent un guide très utile pour trouver les résonances très rapidement.

c) Résultats et discussion sur la validité de cette méthode.

Nous avons déterminé les largeurs de particule indépendante $\Gamma_{s.p.}^{(\ell, j)}$ pour la diffusion de protons sur ^{172}Yb . La figure 55 présente les résultats obtenus.

L'adjonction d'un potentiel spin-orbite provoque un dédoublement de chaque résonance (fig. 54) :

- pour une même valeur de $U_{\text{cent.}}$, on a :

$$E_R^{(\ell, \ell + \frac{1}{2})} < E_R^{(\ell)} < E_R^{(\ell, \ell - \frac{1}{2})},$$

- pour une même valeur de $U_{\text{cent.}}$ et à une même énergie de résonance :

$$\Gamma_{\text{s.p.}}^{(\ell, \ell + \frac{1}{2})} > \Gamma_{\text{s.p.}}^{(\ell)} > \Gamma_{\text{s.p.}}^{(\ell, \ell - \frac{1}{2})}.$$

Les écarts sont d'autant plus accentués que le moment orbital ℓ est plus grand. Ces effets s'interprètent facilement par le fait que le facteur de forme du potentiel spin-orbite est un facteur de forme de Thomas, qui donne donc des effets importants à la surface du noyau, effets proportionnels à ℓ et de sens opposés pour $j = \ell + \frac{1}{2}$ et $j = \ell - \frac{1}{2}$.

Nous avons par ailleurs calculé les largeurs réduites de particules indépendantes à l'aide de l'expression :

$$\gamma_{\text{s.p.}}^{(\ell, j)^2} = \Gamma_{\text{s.p.}}^{(\ell, j)} / P_{\ell} (kR) \quad (\text{IV.45})$$

Ces largeurs réduites dépendent alors de l'énergie : les courbes $\gamma_{\text{s.p.}}^{(\ell, j)^2}$ sont des paraboles d'autant plus évasées que ℓ est grand. La méthode qui consiste à déterminer $\Gamma_{\text{s.p.}}^{(\ell, j)}$ à une seule énergie de résonance suffisamment basse pour que les effets des variations du facteur de pénétration à travers cette résonance soient faibles, puis à en déduire $\Gamma_{\text{s.p.}}^{(\ell, j)}$ à d'autres énergies en multipliant par le rapport des facteurs de pénétration, peut donc conduire à des erreurs importantes.

Nous avons, par ailleurs, étudié le rôle de l'épaisseur de la surface du potentiel de Woods-Saxon utilisé en faisant varier le paramètre $a = a_{\text{cent.}}$. Les courbes $\gamma_{\text{s.p.}}^2 = f(a_{\text{cent.}})$ sont des branches de paraboles, comme le montre la figure 56, obtenue pour une résonance $\ell = 3$. On a :

$$\gamma_{\text{s.p.}}^2 \simeq (\gamma_{\text{s.p.},0}^2) (1 + 6,7 a^2), \quad (\text{IV.46})$$

ce qui est en accord avec des calculs similaires de E. Vogt [V062].

Remarquons encore que, pour $a \rightarrow 0$ (le potentiel de Woods-Saxon tend alors vers un puits carré), $(\gamma_{\text{s.p.},0}^2) \sim 0,57 \text{ MeV}$, valeur très voisine de la limite de Wigner, ce qui est un test de validité de la

méthode. Par conséquent, lorsqu'on écrit les largeurs sous la forme

$$\Gamma_{s.p.}^{(\ell)} = P_{\ell}(kR) \gamma_{s.p.}^{(\ell)^2} \quad (IV.47)$$

- ou bien on ne prend pas pour $\gamma_{s.p.}^{(\ell)^2}$ la limite de Wigner, mais les valeurs calculées par la méthode indiquée plus haut (et qui sont 2 à 4 fois plus grandes).

- ou bien on ne prend pas pour $P_{\ell}(kR)$ le facteur de pénétration du puits carré.

Il semble plus judicieux d'écrire :

$$\Gamma_{s.p.}^{(\ell)} = P_{\ell}(kR) R_{\ell}(k,a,R) (\gamma_{s.p.}^{(\ell)})_W^2 \quad (IV.48)$$

où R_{ℓ} est un facteur de réflexion dont la forme en fonction de a est approximativement :

$$R_{\ell} \propto 1 + 6,7 a^2. \quad (IV.49)$$

D'autres méthodes de calcul des largeurs de particule indépendante, essentiellement basées sur la résolution numérique des équations couplées de Lane, ont été récemment mises au point [ZA67, BU67a, HA68]. Dans ces calculs, le potentiel dépendant de l'isospin $U_1(r)$ doit être introduit explicitement. Le facteur de forme de ce potentiel est encore relativement mal connu. Les résultats les plus récents [LA68b, BA68, BE69] montrent que ce potentiel $U_1(r)$ est la somme d'un potentiel de volume et d'un potentiel de surface, et que l'importance relative de ces deux potentiels varie suivant les noyaux et l'énergie. Dans les noyaux lourds, le potentiel $U_1(r)$ a cependant essentiellement le caractère d'un potentiel de volume [PA 69].

Or, pour obtenir un bon accord entre les facteurs spectroscopiques (p,p) et (d,p), ces diverses méthodes doivent faire intervenir un potentiel $U_1(r)$ de surface et, ce, même dans les noyaux lourds. Certaines de ces méthodes sont cependant potentiellement plus puissantes que celle que nous avons employée (qui, précisons-le, ne permet que le calcul des largeurs de particule indépendante, c'est-à-dire de largeurs partielles) puisqu'elles permettent en principe de calculer également les largeurs totales des résonances analogues. Remarquons par ailleurs que la méthode qui consiste à faire varier la profondeur

du puits réel pour modifier l'énergie de résonance revient en fait à introduire le potentiel de Lane dans le potentiel optique avec le même facteur de forme que le puits réel, c'est-à-dire avec un facteur de forme de volume. La quantité dont il faut modifier le potentiel optique ordinaire pour placer une résonance de particule indépendante à l'énergie d'une résonance analogue permet d'autre part de faire une évaluation de U_1 . En effet, on peut écrire l'équation résolue dans ce cas pour la partie radiale $u_{T_0+1/2}$ de la fonction d'onde optique :

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_c + U_o + \frac{T_o}{2} - E_p \right\} u_{T_0+1/2} = 0 \quad (\text{IV.50})$$

où $U_p^+ = U_o + \frac{T_o}{2} U_1$ est la valeur du potentiel optique (I.15) pour $T = T_o + 1/2$. Le potentiel optique pour la diffusion de protons est d'ordinaire obtenu par la résolution de l'équation :

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_c + U_p - E_p \right\} u_p = 0 \quad (\text{IV.51})$$

où U_p est la moyenne pondérée des potentiels U_p^+ et U_p^- (valeur du potentiel (I.15) pour $T = T_o - 1/2$: $U_p^- = U_o - \frac{T_o+1}{2} U_1$) :

$$U_p = \frac{1}{2T_o+1} U_p^+ + \frac{2T_o}{2T_o+1} U_p^- = U_o - \frac{T_o}{2} U_1 \quad (\text{IV.52})$$

Par conséquent :

$$U_1 = \frac{1}{T_o} (U_p^+ - U_p) \quad (\text{IV.53})$$

Pour l'état $\frac{3}{2}^-$ de la bande $\frac{1}{2}^- [510]$ de ^{173}Yb , $U_p \simeq 55$ MeV [BU66,GA68] ; une résonance de particule indépendante $\ell = 1$ peut être placée vers 11,800 MeV (énergie voisine de l'énergie de résonance de l'état analogue correspondant) pour $U_p^+ \simeq 45,4$ MeV. On trouve alors $A.U_1 \sim 100$ MeV, ce qui est en bon accord avec les autres déterminations de cette quantité. Ce calcul des largeurs de particule indépendante trouve par ailleurs une justification a posteriori dans l'accord en valeur absolue obtenu, sans aucun ajustement de paramètres, pour les sections efficaces résonnantes des premiers états $4+$ et $6+$ des isotopes pair-pair de l'ytterbium : ceci constitue un test très sensible car ces sections efficaces sont proportionnelles au carré des largeurs de particule indépendante. Notons encore que l'étude

d'états analogues d'états de particule indépendante a permis de vérifier directement la validité de cette méthode de calcul [LE68].

V. LARGEURS PARTIELLES DE DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE VERS LES ETATS DE LA BANDE DE ROTATION DE L'ETAT FONDAMENTAL DES ISOTOPES PAIR-PAIR DE L'YTTERBIUM

a) Calcul des largeurs partielles.

Les expressions (IV.2,3,4,22) et le calcul des largeurs de particule indépendante pour la diffusion de protons sur ^{172}Yb exposé au paragraphe précédent (et dont on peut raisonnablement supposer que les résultats restent valables pour les isotopes voisins) nous ont permis de calculer les largeurs partielles de diffusion élastique de protons sur ^{170}Yb , ^{172}Yb , ^{174}Yb et ^{176}Yb , ainsi que les largeurs partielles de diffusion inélastique vers les états $2+$, $4+$, $6+$ et $8+$ de la bande de rotation de l'état fondamental de ces noyaux.

Ces calculs ont été faits pour toutes les bandes de rotation d'états analogues dont les bandes d'états parents étaient déjà connues, ainsi que pour un certain nombre d'états analogues d'états de bandes de rotation que l'on peut construire sur les orbites dont l'existence est prédite par le modèle de Nilsson mais qui n'ont pas encore été identifiés.

L'énergie de résonance de chacun de ces états analogues a pour expression :

$$E_R^{c.m.} = \Delta E_c - B^*(n) . \quad (\text{IV.54})$$

La différence d'énergie coulombienne ΔE_c peut être déterminée, en première approximation, à l'aide de l'expression (I.7) ; nous verrons plus loin (Chap.V,§I) qu'elle peut aussi être obtenue expérimentalement. L'énergie de liaison du dernier neutron dans l'état parent considéré, $B^*(n)$ est, lorsque cet état parent est connu, calculée à partir de l'énergie d'excitation déterminée par la réaction (d,p) [BU66,GA68,VE63]. En ce qui concerne les états membres des bandes de rotation qui n'étaient pas encore identifiées, nous avons tenu compte des résultats des expériences (d,p) , des prédictions du modèle de Nilsson, ainsi que de la systématique des orbites de Nilsson

dans les noyaux lourds déformés (fig. 20) pour attribuer à leurs états analogues des énergies de résonance plausibles : les bandes de rotation ainsi constituées avaient alors des moments d'inertie et éventuellement des paramètres de découplage réalistes.

Tous ces états parents, connus ou inconnus, étaient supposés purs, vides de quasi-particules ($u^2 = 1$) et correctement décrits par les fonctions d'onde du modèle de Nilsson pour une déformation $\delta \sim 0,3$. Les résultats de ces calculs conduisent à quelques constatations importantes.

b) "Empreintes" des bandes de rotation d'états analogues sur les différents états finals de la cible.

La figure 57 présente par exemple les transitions entre les états analogues des états de rotation de la bande $\frac{1}{2}^- [510]$ de ^{173}Yb et les états de la bande de rotation de l'état fondamental de ^{172}Yb , ainsi que les largeurs partielles de protons associées à ces transitions. On remarque que ces largeurs peuvent être très différentes. La figure 58 présente les mêmes résultats sous une forme plus suggestive pour la comparaison aux fonctions d'excitation : les énergies de résonance sont portées en abscisse ; les largeurs partielles sont représentées par des traits verticaux. Dans la suite, nous appellerons "empreinte" d'une bande de rotation d'états analogues sur un état final donné l'image des largeurs partielles de décroissance de ces états analogues vers cet état final. Les figures 59, 60 et 61 donnent d'autres exemples d'empreintes pour diverses bandes. On constate, d'une part que ces empreintes diffèrent, pour une bande d'états analogues donnée selon l'état final considéré, d'autre part qu'elles sont en général très caractéristiques de cette bande.

c) Conséquences des caractéristiques générales des empreintes.

Une bande de rotation pourra donc en principe être identifiée grâce aux différentes empreintes qu'elle laisse sur les états finals de la cible, et ceci avec beaucoup plus de sûreté que par la réaction (d,p) qui ne considère qu'une seule de ces empreintes. On remarque par ailleurs que certains états pour lesquels les largeurs Γ_p sont très faibles, et qui ne peuvent donc être étudiés avec une grande précision par la diffusion élastique ou la réaction (d,p), ont des largeurs partielles de diffusion inélastique dans certaines voies très grandes.

Ces états pourront, dans certaines circonstances, donner des résonances importantes en diffusion inélastique (il ne faut en effet pas oublier que les effets de résonance en diffusion inélastique sont proportionnels à $\Gamma_p \cdot \Gamma_p'$). C'est ainsi que l'on peut penser que le couplage de Coriolis, qui affecte préférentiellement les états de spin élevé pour lesquels l'analyse des pics observés par la réaction (d,p) est souvent difficile, pourra donner lieu à des effets observables en diffusion inélastique.

d) Règle de somme.

La somme des largeurs partielles d'émission de protons vers les états de la bande de rotation de l'état fondamental est à peu près la même pour tous les états d'une bande de rotation d'états analogues, comme le montrent les figures 58 à 61. Cette règle de somme approchée, qui est très bien vérifiée pour toutes les bandes, est la conséquence de la règle de somme exacte sur les facteurs spectroscopiques (IV.29).

e) Interprétation des résonances observées.

Le calcul de ces largeurs a, dans un premier temps, permis d'interpréter d'une façon simple et satisfaisante quelques résultats expérimentaux, tels que l'absence ou la présence de résonances à certaines énergies, l'amplitude de ces résonances, leur forme, les légers déplacements apparents observés pour différents états finals, le fait que la section efficace différentielle pour le premier niveau 6+ soit pratiquement nulle aux énergies où une résonance très importante est observée pour le niveau 4+ (fig. 62 et 63), puis de prédire les traits généraux des effets résonnants observés dans d'autres cas.

CHAPITRE V

METHODES D'ANALYSE DES FONCTIONS D'EXCITATION

ET DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Le calcul des empreintes de bandes d'états analogues sur les différents états finals d'une cible permet d'expliquer de façon satisfaisante un certain nombre de faits expérimentaux. Il est néanmoins nécessaire de pouvoir disposer de méthodes d'analyse permettant d'exploiter au maximum toutes les données expérimentales (comme par exemple le fait que les résonances observées puissent avoir des distributions angulaires différentes) et d'en extraire des informations quantitatives.

Les méthodes d'analyse des fonctions d'excitation et des distributions angulaires que nous exposons dans ce chapitre sont spécifiques au cas de résonances analogues qui se recouvrent (dont l'analyse présente des difficultés particulières) et, dans une moindre mesure, aux noyaux déformés. Nous montrons également ici que ces méthodes reproduisent bien les résultats expérimentaux lorsque les états parents sont relativement bien connus et peuvent en conséquence être appliquées dans d'autres cas.

1. METHODE D'ANALYSE DES FONCTIONS D'EXCITATION DE DIFFUSION ELASTIQUE

a) Observation de résonances analogues quasi-isolées.

Les résonances observées par diffusion élastique ne sont pas des résonances isolées ; les amplitudes de ces résonances sont par

ailleurs toujours assez faibles, même lorsqu'elles correspondent à des états très excités par la réaction (d,p) : il ne faut donc pas s'attendre à ce que le lissage des fonctions d'excitation à des angles quelconques à l'aide de formules à plusieurs niveaux soit très fécond. Cependant, aux basses énergies d'excitation, les différentes bandes de rotation ne se recouvrent en général pas (fig. 16 et 17).

Dans certains cas, une analyse précise des fonctions d'excitation de la diffusion élastique avec extraction des paramètres des résonances, peut être faite. Prenons, pour le montrer, le cas de la bande $\frac{1}{2}^- [510]$ et examinons la contribution individuelle de chacun de ses niveaux aux résonances observées.

L'empreinte de cette bande sur l'état fondamental 0^+ de ^{172}Yb (fig. 58) montre que la largeur partielle de diffusion élastique de protons Γ_p est beaucoup plus grande pour l'état $\frac{3}{2}^-$ que pour les autres états. Or, nous avons vu (Chap.I, §V-a) que, pour la diffusion élastique :

- le terme d'interférence est proportionnel à $(2J+1)\Gamma_p P_{\ell_p}(\cos\theta)$. Pour $\theta_{\text{c.m.}} = 141^\circ$, $P_3(\cos\theta) = 0$. A cet angle, les termes d'interférence dus aux niveaux $\frac{5}{2}^-$ et $\frac{7}{2}^-$ (pour lesquels $\ell_p = 3$) seront donc nuls (et pour $\theta_{\text{lab}} = 141^\circ$, qui ne diffère, pour la diffusion sur les noyaux lourds de $\theta_{\text{c.m.}}$, que par $\frac{1}{3}$ de degré environ, ils seront très faibles). Seule la contribution du niveau $\frac{3}{2}^-$ ($\ell_p = 1$) est donc importante.

- le terme résonnant, proportionnel à Γ_p^2 , est, en général, négligeable par rapport au terme d'interférence ; de toute façon, le seul terme significatif est également celui qui correspond à l'état $\frac{3}{2}^-$.

Pour la diffusion élastique à 141° , tout se passe donc comme si on avait une résonance isolée $\ell_p = 1$. De telles résonances quasi isolées peuvent aussi être observées dans d'autres cas ; citons, par exemple, la résonance $\ell_p = 1$ due au niveau $\frac{1}{2}^-$ de la bande $\frac{1}{2}^- [521]$ (fig. 61), la résonance $\ell_p = 1$ due au niveau $\frac{3}{2}^-$ de la bande $\frac{3}{2}^- [512]$ (fig. 60), la résonance $\ell_p = 1$ due au niveau $\frac{3}{2}^-$ de la bande $\frac{3}{2}^- [501]$ (fig. 59), ou encore la résonance $\ell_p = 3$ due au niveau $\frac{7}{2}^-$ de la bande $\frac{7}{2}^- [503]$.

b) Expression générale de la section efficace de diffusion élastique de protons au voisinage d'une résonance isolée.

Il existe plusieurs écritures possibles de cette expression

générale ; les principales différences résident généralement dans la méthode de paramétrisation employée pour reproduire la section efficace de diffusion potentielle.

Nous avons tout d'abord employé l'expression de Blatt et Biedenharn [BL52], $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{pot}}$ étant calculée par interpolation à partir de la section efficace loin de la résonance. Nous avons, par la suite, utilisé le programme ANSPEC [TH67] qui détermine $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{pot}}$ à partir du modèle optique ; les résultats obtenus par les deux méthodes sont équivalents. Nous ne donnerons ici que la forme employée dans le programme ANSPEC.

L'expression générale de la section efficace différentielle à l'angle θ (dans le système du centre de masse) est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{théor.}} = |A(\theta)|^2 + |B(\theta)|^2 \quad (\text{V.1})$$

- $A(\theta)$ est l'amplitude de diffusion sans retournement de spin ; son expression est :

$$A(\theta) = - \frac{\eta}{2k \sin \frac{2\theta}{2}} \exp[-i\eta \text{Log}(\sin \frac{2\theta}{2})] + \frac{1}{k} \sum_{j=\lambda-\frac{1}{2}}^{\lambda+\frac{1}{2}} (j+\frac{1}{2}) f_{\lambda}^j \exp(2i\omega_{\lambda}) P_{\lambda}(\cos \theta) \quad (\text{V.2})$$

Le premier terme représente la diffusion purement Rutherford ; η est le paramètre coulombien, défini par :

$$\eta = \frac{Zze^2}{\hbar v} = 0,15805 \ Zz \sqrt{\frac{m}{E_{\text{lab}}}} \quad (\text{V.3})$$

où Z est la charge de la cible ; z , m , E_{lab} sont respectivement la charge, la masse et l'énergie de la particule incidente ; k est le vecteur d'onde.

Le second terme tient compte du fait que la diffusion potentielle n'est pas purement coulombienne et renferme l'amplitude résonnante f_{λ}^j qu'on peut écrire sous la forme :

$$f_{\lambda}^j = (f_{\lambda}^j)_{\text{opt}} \left[1 + i \exp(2i\phi) \frac{\Gamma_P}{E_R - E - \frac{i}{2}\Gamma} \right] + \frac{1}{2} \exp(2i\phi) \frac{\Gamma_P}{E_R - E - \frac{i}{2}\Gamma} \quad (\text{V.4})$$

$(f_{\lambda}^j)_{\text{opt}}$ est l'amplitude de diffusion par un potentiel optique ; ϕ est le déphasage relatif du terme résonnant et de l'amplitude potentielle ;

Γ_P est la largeur partielle de diffusion élastique ; Γ est la largeur totale et E_R l'énergie de résonance.

La phase coulombienne ω_ℓ a pour expression :

$$\omega_\ell - \omega_0 = \sum_{m=1}^{m=\ell} \left(\text{Arc tg } \frac{\eta}{m} \right) \quad (V.5)$$

- $B(\theta)$ est l'amplitude de diffusion avec retournement de spin : elle a pour expression :

$$B(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{j=\ell \pm \frac{1}{2}}^{\ell} (-1)^{j-\ell-\frac{1}{2}} f_\ell^j \exp(2i\omega_\ell) P_\ell^1(\cos\theta) \quad (V.6)$$

$P_\ell^1(\cos\theta)$ est le polynôme de Legendre associé.

L'influence de $B(\theta)$ sur la forme de la résonance est en général négligeable, mais elle est importante pour le calcul de la section efficace de diffusion potentielle. $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ est bien alors de la forme (I.33).

Les amplitudes optiques $(f_\ell^j)_{\text{opt}}$ sont calculées en résolvant l'équation (IV.39) pour un potentiel optique $V(r, \ell, j)$ comportant, en plus de la forme donnée plus haut (expression (IV.35)), une partie imaginaire W_{ab} :

$$V(r, \ell, j) = V_{\text{cent.}} + V_{\text{coul.}} + V_{\text{s.o.}} + W_{ab} . \quad (V.7)$$

Les potentiels $V_{\text{cent.}}$, V_{coul} et $V_{\text{s.o.}}$ ont pour expressions (IV.36), (IV.37) et (IV.38). Le potentiel d'absorption W_{ab} comporte un terme de volume et un terme de surface :

$$W_{ab} = - \frac{i W_v}{1 + \exp\left(\frac{r-r_{vI}}{a_{vI}}\right)} - 4 \frac{i W_s \exp\left(\frac{r-r_{sI}}{a_{sI}}\right)}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-r_{sI}}{a_{sI}}\right)\right]^2} \quad (V.8)$$

c) Exemples.

Les fonctions d'excitation pour lesquelles des résonances apparaissent comme quasi isolées peuvent être lissées à l'aide des expressions (V.1), (V.2), (V.5) et (V.6). Nous donnons ici quelques exemples. Les paramètres du potentiel optique (V.7) pour la diffusion

de protons ont été choisis d'après d'autres expériences [BU66,GA68], mais certains d'entre eux (U_{cent}, W_{ab}) ont parfois dû être légèrement ajustés de façon à reproduire la section efficace différentielle en dehors de la résonance. Remarquons encore que, pour pouvoir reproduire simultanément la section efficace potentielle aux quatre angles avec le même potentiel optique, il est presque toujours nécessaire d'introduire un paramètre de normalisation qui reste cependant voisin de 1 ($1 \pm 0,1$). La figure 64 montre le lissage obtenu pour des résonances $\theta = 1$ à 141° en faisant varier les paramètres E_R , Γ_p , Γ , δ de ces résonances de façon à minimiser la quantité :

$$\chi^2 = \sum \frac{\left\{ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{the} \right\}^2}{\left\{ L \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} \right\}^2} \quad (V.9)$$

où la somme est étendue à tous les points expérimentaux. Les expressions $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp}$ et $\Delta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp}$ sont respectivement la section efficace expérimentale et l'erreur sur cette section efficace. $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{the}$ est la section efficace théorique calculée à partir de l'expression (V.1).

II. METHODES D'ANALYSE DES FONCTIONS D'EXCITATION ET DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE LA DIFFUSION INELASTIQUE.

L'expression générale de la section efficace différentielle de diffusion inélastique peut se mettre sous la forme (Chap.I,§V-b) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (p,p') \propto |A_{pot} + A_{res}|^2 \quad (V.10)$$

Il existe, pour la diffusion inélastique de protons sur des noyaux déformés, des cas pour lesquels A_{pot} est essentiellement dû à un seul mécanisme de réaction - l'excitation coulombienne - et d'autres pour lesquels $A_{pot} \ll A_{res}$.

a) Cas où la diffusion potentielle n'est pas négligeable par rapport à la diffusion résonnante et est essentiellement due à l'excitation coulombienne.

Les fonctions d'excitation de la diffusion inélastique de

protons vers les premiers états 2+ des isotopes pair-pair de l'ytterbium montrent que les sections efficaces sont du même ordre de grandeur dans les régions où il n'y a pas de résonances analogues et dans celles où ces résonances se manifestent et présentent des aspects d'interférence. Il est par ailleurs bien connu qu'aux énergies inférieures à la hauteur de la barrière coulombienne, ou du même ordre de grandeur, la section efficace d'excitation coulombienne quadrupolaire électrique des premiers états 2+ des noyaux très déformés est très importante.

1. Calcul de la section efficace différentielle d'excitation coulombienne.

L'expression de la section efficace intégrée d'excitation coulombienne d'un état donné, et à une énergie donnée, est [AL56] :

$$\sigma = \sum_{\lambda=1}^{\infty} [\sigma(E\lambda) + \sigma(M\lambda)] , \quad (V.11)$$

$\sigma(E\lambda)$ est la section efficace de l'excitation multipolaire électrique $E\lambda$, $\sigma(M\lambda)$ celle d'une excitation multipolaire magnétique $M\lambda$.

L'excitation coulombienne du premier niveau 2+ de la bande de rotation de l'état fondamental d'un noyau pair-pair est exclusivement quadrupolaire électrique. Dans ce cas, la section efficace d'excitation coulombienne électrique, dont l'expression générale est :

$$\sigma(E\lambda) = C_{E\lambda} E^{\lambda-2} (E - \Delta E')^{\lambda-1} B(E\lambda) f_{E\lambda}(\eta, \xi) , \quad (V.12)$$

où le coefficient $C_{E\lambda}$ est donné par :

$$C_{E\lambda} = \frac{Z_1^2 A_1}{40,03} \left[0,07199 \left(1 + \frac{A_1}{A_2} \right) Z_1 Z_2 \right]^{-2\lambda+2} \text{ barns} \quad (V.13)$$

se réduit à ($\lambda = 2$)

$$\sigma(E2) = C_{E2} (E - \Delta E') B(E2) f_{E2}(\eta, \xi) , \quad (V.14)$$

avec

$$C_{E2} = 4,819 \left(1 + \frac{A_1}{A_2} \right)^{-2} \frac{A_1}{Z_2^2} \text{ barns}, \quad (V.15)$$

où A_1 est la masse de la particule incidente, en unité de masse atomique, A_2 la masse de la cible, Z_2 la charge de la cible,

E l'énergie de la particule incidente en MeV (dans le système du laboratoire), et

$$\Delta E' = (1 + \frac{A_1}{A_2}) \Delta E , \quad (V.16)$$

ΔE étant l'énergie d'excitation du niveau.

La probabilité de transition quadrupolaire électrique $B(E2)$ a pour expression, dans le cas général :

$$B(E2)(I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle I_i \ 2K \ 0 | I_i \ 2 \ I_f \ K \rangle^2 . \quad (V.17)$$

Dans le cas particulier d'une transition $0+ \rightarrow 2+$ ($K=0$)

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 , \quad (V.18)$$

Q_0 étant le moment quadrupolaire intrinsèque du noyau, relié au paramètre de déformation δ par la relation (I.63).

Le paramètre coulombien η a été défini plus haut (équation (V.3)). Pour les isotopes de l'ytterbium, sa valeur est :

$$\eta = \frac{11,0635}{\sqrt{E_{\text{MeV}}^{\text{lab}}}} . \quad (V.19)$$

Le paramètre ξ est défini par :

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \frac{\Delta E}{2E} . \quad (V.20)$$

et est relié à η par :

$$\xi = \eta \frac{\Delta E}{2E} . \quad (V.21)$$

Les fonctions $f_{E2}(\eta, \xi)$ sont tabulées pour $\eta = \infty$ (cas de la limite classique [AL56]). Dans le cas où η est fini :

$$f_{E2}(\eta, \xi) = f_{E2}(\infty, \xi) R_{E2}(\eta, \xi) . \quad (V.22)$$

Les fonctions $R_{E2}(\eta, \xi)$ sont également tabulées [AL56].

Pour obtenir la section efficace différentielle, il suffit de remplacer $f_{E2}(\eta, \xi)$ par $df_{E2}(\theta, \eta, \xi)/d\Omega$, aussi tabulée [AL56].

Nous avons calculé les sections efficaces différentielles

d'excitation coulombienne des premiers niveaux $2+$ des isotopes pair-pair de l'ytterbium et du gadolinium, à l'aide des valeurs de $B(E2)$ ou de Q_0 trouvées dans la littérature. La précision des résultats est de l'ordre de 10%. Dans le domaine d'énergie qui nous concerne, $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E2)$ est une fonction sensiblement linéaire de l'énergie.

2. Interférence entre excitation coulombienne et résonances analogues.

Comme le montrent les figures 27, 31, 35, 36, 42 et 43 $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E2)$ rend très bien compte des valeurs de la section efficace différentielle expérimentale dans les régions où l'on ne s'attend pas à voir de résonances analogues. Les contributions des autres mécanismes de réaction sont donc négligeables à ces énergies.

Remarquons que l'expérience faite sur ^{176}Yb au-delà de 13 MeV montre qu'à partir de cette énergie la section efficace différentielle décroît d'une façon relativement monotone, et qu'elle est très inférieure à la section efficace d'excitation coulombienne telle que nous l'avons calculée. La même allure générale a été observée pour la diffusion de protons sur les isotopes de l'osmium [WI67], pour lesquels les résonances analogues apparaissent, par rapport à la hauteur de la barrière coulombienne, à une énergie plus élevée que pour les isotopes de l'ytterbium. A ces énergies, d'autres processus (excitation coulombienne multiple, interaction directe, ...) peuvent sans doute intervenir.

La forme des fonctions d'excitation au voisinage des premières résonances analogues (et jusqu'à 13 MeV environ) permet de conclure à une interférence entre l'amplitude d'excitation coulombienne et les amplitudes résonnantes provenant de la présence des états analogues. Des formes d'interférence avaient déjà été observées dans les fonctions d'excitation de diffusion inélastique de protons [KA66, MO66a, LE68]. C'est cependant la première fois qu'est mise clairement en évidence une interférence entre des amplitudes potentielles et résonnantes bien connues et calculables.

Les expressions théoriques permettant de calculer les sections efficaces résultant de l'interférence entre l'amplitude d'excitation coulombienne et des amplitudes résonnantes ont été données par Griffy et Biedenharn [GR62, GR63], Micu [MI63] et Dzhrbashyan [DZ63]. Il est cependant impossible, dans ce cas où il y a interférence

entre l'excitation coulombienne et des résonances qui se recouvrent, d'extraire directement des données expérimentales les nombreux paramètres qui peuvent intervenir (éléments de matrice de l'excitation coulombienne, énergies de résonance, largeurs totales, largeurs partielles, phases) : ces paramètres doivent être estimés d'après d'autres résultats expérimentaux ou calculés à l'aide de modèles théoriques, puis introduits dans le calcul théorique dont les résultats pourront être comparés aux résultats expérimentaux. Les difficultés de calcul sont toutefois encore assez grandes : il était donc indispensable d'étudier le cas de la diffusion élastique purement résonnante, beaucoup plus simple, avant d'effectuer ces calculs qui feront l'objet de travaux ultérieurs.

b) Cas où la diffusion potentielle est négligeable.

1. Exemples.

Toutes les fonctions d'excitation de diffusion inélastique vers des états autres que le premier état excité 2^+ montrent qu'en dehors des régions de résonance, les sections efficaces expérimentales sont très faibles. Cela est particulièrement frappant pour la diffusion vers les états 4^+ et 6^+ de la bande de rotation de l'état fondamental (fig. 28, 32, 33, 37, 38, 39, 45, 46, 47, 48 et 49) et peut alors s'expliquer par le fait que, pour ces états, les sections efficaces de l'excitation coulombienne directe ou multiple sont très faibles (les probabilités $B(E4)$ sont par exemple très petites car pour les isotopes de l'ytterbium le paramètre de déformation hexadécapolaire β_4 est pratiquement nul) et que les sections efficaces d'interaction directe à ces énergies sont négligeables.

2. Formules à un seul niveau.

Le cas d'une résonance isolée va nous permettre de définir les notations et de faire apparaître clairement les interférences entre ondes partielles de ℓ différents.

Soit J, π le spin et la parité de la résonance, I_i, π_i et I_f, π_f les spins et parités des états initiaux et finals de la cible. On définit le spin de la voie d'entrée par :

$$|I_i - \frac{1}{2}| \leq s \leq I_i + \frac{1}{2} \quad , \quad (V.23)$$

et celui de la voie de sortie par :

$$|I_f - \frac{1}{2}| \leq s' \leq I_f + \frac{1}{2} . \quad (V.24)$$

Dans tout ce qui suit, le signe ' caractérisera les grandeurs de la voie de sortie ; dans le cas où les expressions sont identiques pour les voies d'entrée et de sortie, il sera omis. Nous emploierons par ailleurs la notation $\ell_{1(2)}$ pour désigner ℓ_1 et ℓ_2).

Si $\ell_{1(2)}$ ($\ell'_{1(2)}$) et $j_{1(2)}$ ($j'_{1(2)}$) représentent respectivement le moment angulaire orbital et le moment angulaire total transférés dans la voie d'entrée (de sortie), les règles de composition des moments angulaires et les règles de conservation de la parité restreignent la complexité des distributions angulaires :

$$\begin{aligned} |J - s| &\leq \ell_{1(2)} \leq J + s \\ |J - s'| &\leq \ell'_{1(2)} \leq J + s' \\ |J - I_i| &\leq j_{1(2)} \leq J + I_i \\ |J - I_f| &\leq j'_{1(2)} \leq J + I_f \end{aligned} \quad (V.25)$$

avec

$$\begin{aligned} j_{1(2)} &= \ell_{1(2)} \pm \frac{1}{2} \\ j'_{1(2)} &= \ell'_{1(2)} \pm \frac{1}{2} \end{aligned} \quad (V.26)$$

et

$$\begin{aligned} (-1)^{\ell_1} &= (-1)^{\ell_2} = \pi_i \cdot \pi \\ (-1)^{\ell'_1} &= (-1)^{\ell'_2} = \pi_f \cdot \pi \end{aligned}$$

Les moments orbitaux $\ell_{1(2)}$ et $\ell'_{1(2)}$ sont couplés au moment orbital total L. La valeur maximale de L, $L_{\max}$, est égale au maximum des nombres $2J$, $2\ell_{\max}$, $2\ell'_{\max}$, $2j_{\max}$, $2j'_{\max}$. La conservation de la parité impose par ailleurs que L soit pair.

La section efficace différentielle de diffusion inélastique à l'angle θ peut alors s'écrire en un développement en polynômes de

Legendre [BL52] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, p') = \frac{\lambda_p^2}{2(2I_i + 1)} \sum_{L=0}^{L_{\max}} B_L(p, p') P_L(\cos\theta) \quad (V.27)$$

où :

$$\begin{aligned} B_L(p, p') = & \sum_s \sum_{s'} \frac{(-1)^{s-s'}}{4[(E-E_R)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2]} \sum_{\ell_1} \sum_{\ell_2} \sum_{\ell'_1} \sum_{\ell'_2} \bar{Z}(\ell_1 J \ell_2 J ; s L) \\ & \times \bar{Z}(\ell'_1 J \ell'_2 J ; s' L) g_{ps\ell_1} g_{ps\ell_2} g_{p's'\ell'_1} g_{p's'\ell'_2} \\ & \times \cos(\xi_{p\ell_1} - \xi_{p\ell_2} + \xi_{p'\ell'_1} - \xi_{p'\ell'_2}) \end{aligned} \quad (V.28)$$

λ_p est la longueur d'onde de la particule incidente, E l'énergie de cette particule incidente (dans le système du centre de masse). Les coefficients $\bar{Z}$ sont des grandeurs purement géométriques reliées aux symboles "3j" et "6j" par la relation :

$$\bar{Z}(a b c d ; e f) = (-1)^{b+d} (\hat{a} \hat{b} \hat{c} \hat{d} \hat{e} \hat{f}) \begin{pmatrix} a & c & f \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} a & b & e \\ d & c & f \end{Bmatrix} \quad (V.29)$$

où l'on a posé $\hat{x} = (2x+1)^{1/2}$.

Les grandeurs $g_{ps\ell}$ (ou $g_{p's'\ell'}$) renferment toute l'information nucléaire et sont ici exprimées dans le système de couplage du spin de la voie. Elles ont le caractère d'amplitudes de largeurs et sont directement reliées aux largeurs partielles $\Gamma_{ps\ell}$ par :

$$g_{ps\ell} = \pm (\Gamma_{ps\ell})^{1/2} \quad (V.30)$$

(l'indétermination de signe est caractéristique des relations de dispersion).

Ces largeurs partielles $\Gamma_{ps\ell}$ (pour lesquelles on a $\Gamma_p = \sum_{s\ell} \Gamma_{ps\ell}$) étant par ailleurs reliées aux largeurs réduites $\gamma_{ps\ell}^2$ par la relation :

$$\Gamma_{ps\ell} = P_\ell(kR) \gamma_{ps\ell}^2 \quad (V.31)$$

où $P_\ell(kR)$ est le facteur de pénétration défini plus haut (I.40) et $\gamma_{ps\ell}$ ayant le même signe que $g_{ps\ell}$ [G059], on obtient :

$$g_{ps\ell} = [P_\ell(kR)]^{1/2} \gamma_{ps\ell} \quad (V.32)$$

L'écriture de la section efficace dans ce schéma de couplage des moments angulaires est très simple ; cependant, la plupart des calculs de structure nucléaire font intervenir le moment angulaire total j de la particule capturée ou émise et non pas le spin de la voie s . C'est en particulier le cas pour les noyaux déformés lorsque les fonctions d'onde sont développées sur la base des fonctions $\chi_{\Omega}^{\tau,j}$ (Chap.II, §II-b). Un changement de couplage permet alors d'exprimer $\gamma_{ps\ell}$ en fonction des amplitudes $\gamma_{pj\ell}$ dont nous avons montré que l'on pouvait connaître la grandeur et le signe (Chapitre IV) :

$$\gamma_{ps\ell} = \sum_j (-1)^{I_i+J+j} \hat{s} \hat{j} \begin{Bmatrix} I_i & \frac{1}{2} & s \\ \ell & J & j \end{Bmatrix} \gamma_{pj\ell} \quad (V.33)$$

(l'ordre de couplage étant $\vec{j} = \vec{\ell} + \frac{\vec{1}}{2}$).

L'expression des phases $\xi_{p\ell}$ est par ailleurs :

$$\xi_{p\ell} = \sum_{m=1}^{m=\ell} \left(\text{Arc tg } \frac{\eta_p}{m} \right) - \text{Arc tg } \frac{F_{\ell}(kR)}{G_{\ell}(kR)} \quad (V.34)$$

L'expression de la section efficace peut également s'écrire, en mettant en évidence les termes d'interférence entre ondes de ℓ différents :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(p, p') &= \frac{\lambda_p^2}{2(2I_i+1)} \sum_{L=0}^{L_{\max}} \left\{ \sum_s \sum_{s'} \frac{(-1)^{s-s'}}{4[(E-E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}]} \sum_{\ell} \sum_{\ell'} \right. \\ &\times \bar{Z}(\ell \ J \ \ell \ J ; s \ L) \bar{Z}(\ell' \ J \ \ell' \ J ; s' L) \Gamma_{ps\ell} \Gamma_{p's'\ell'} \\ &+ \sum_{\ell_1} \sum_{\ell_2 \neq \ell_1} \sum_{\ell'_1} \bar{Z}(\ell_1 \ J \ \ell_2 \ J ; s \ L) \bar{Z}(\ell'_1 \ J \ \ell'_2 \ J ; s' L) \\ &\times g_{ps\ell_1} g_{ps\ell_2} \Gamma_{p's'\ell'_1} \cos(\xi_{p\ell_1} - \xi_{p\ell_2}) \\ &+ \sum_{\ell} \sum_{\ell'_1} \sum_{\ell'_2 \neq \ell'_1} \bar{Z}(\ell \ J \ \ell \ J ; s \ L) \bar{Z}(\ell'_1 \ J \ \ell'_2 \ J ; s' L) \\ &\times \Gamma_{ps\ell} g_{p's'\ell'_1} g_{p's'\ell'_2} \cos(\xi_{p'\ell'_1} - \xi_{p'\ell'_2}) \\ &+ \sum_{\ell_1} \sum_{\ell_2 \neq \ell_1} \sum_{\ell'_1} \sum_{\ell'_2 \neq \ell'_1} \bar{Z}(\ell_1 \ J \ \ell_2 \ J ; s \ L) \bar{Z}(\ell'_1 \ J \ \ell'_2 \ J ; s' L) \\ &\times g_{ps\ell_1} g_{ps\ell_2} g_{p's'\ell'_1} g_{p's'\ell'_2} \\ &\times \cos(\xi_{p\ell_1} - \xi_{p\ell_2} + \xi_{p'\ell'_1} - \xi_{p'\ell'_2}) \Big\} P_L(\cos\theta). \end{aligned} \quad (V.35)$$

Cette expression ne se simplifie notablement que lorsqu'une seule onde ℓ et une seule onde ℓ' interviennent : il ne reste alors que le premier terme. C'est par exemple le cas lorsque les spins de l'état initial et de l'état final sont nuls, ou lorsque c'est le spin de la résonance qui est nul (on obtient alors l'expression (I.37)). On peut alors, si l'on connaît par ailleurs la largeur partielle de diffusion élastique, déduire de l'expérience la largeur partielle de diffusion inélastique $\Gamma_{p'}$.

L'expression (V.35) montre que, même dans le cas d'une résonance isolée, il sera très difficile, si plus d'une onde partielle intervient dans la voie d'entrée ou dans la voie de sortie, d'extraire des distributions angulaires expérimentales les diverses amplitudes de largeur.

Seul le terme $L = 0$ contribue à la section efficace intégrée ; on a :

$$\sigma(p, p') = \frac{\pi \lambda_P^2}{2(2I_i + 1)} (2J+1) \sum_{s \ell s' \ell'} \frac{\Gamma_{p's'\ell'} \Gamma_{ps\ell}}{(E-E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (V.36)$$

que l'on peut encore écrire :

$$\sigma(p, p') = \frac{2\pi \lambda_P^2}{(2I_i + 1)} (2J+1) \frac{\Gamma_P \Gamma_{P'}}{\Gamma^2} \cos^2 \beta \quad (V.37)$$

avec

$$\text{tg} \beta = \frac{2(E-E_R)}{\Gamma} \quad (V.38)$$

3. Formules à N niveaux.

Nous avons vu que les résonances n'étaient pas des résonances isolées mais que, d'une façon générale, les bandes de rotation bâties sur les différentes orbites de Nilsson se recouvraient peu : les états voisins auront donc en général des spins différents puisque, souvent, ce seront des états d'une même bande de rotation. L'expression de la section efficace différentielle de diffusion inélastique passant par la formation de N états de spins et parités différents peut alors s'écrire, avec les mêmes notations qu'au paragraphe précédent, d'après [LU60] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, p') = \frac{\lambda_P^2}{2(2I_i + 1)} \sum_{L=0}^{L_{\max}} \left\{ \sum_{m=1}^N A_{mm} + 2 \sum_{m=1}^N \sum_{n=m+1}^N A_{mn} \right\} P_L(\cos \theta) \quad (V.39)$$

avec :

$$\begin{aligned}
 A_{mn} = & \sum_s \sum_{s'} (-1)^{s-s'} \sum_{\ell_{1m}} \sum_{\ell_{2n}} \sum_{\ell'_{1m}} \sum_{\ell'_{2n}} \overline{Z}(\ell_{1m} J_m \ell_{2n} J_n ; s L) \\
 & \times \overline{Z}(\ell'_{1m} J_m \ell'_{2n} J_n ; s' L) g_{ps\ell_{1m}}^m g_{p's'\ell'_{1m}}^m g_{ps\ell_{2n}}^n g_{p's'\ell'_{2n}}^n \quad (V.40) \\
 & \times \frac{\cos \beta_m \cos \beta_n}{\Gamma_m \Gamma_n} \cos (\xi_{p\ell_{1m}} - \xi_{p\ell_{2n}} + \xi_{p'\ell'_{1m}} - \xi_{p'\ell'_{2n}} + \beta_m - \beta_n).
 \end{aligned}$$

Le premier terme correspond à la sommation des sections efficaces différentielles des N niveaux pris séparément ; le second terme à l'interférence entre les N niveaux pris deux à deux.

Si les parités π_m des N niveaux sont toutes positives ou toutes négatives, L sera pair, et les distributions angulaires seront symétriques par rapport à 90° ; L pourra prendre des valeurs impaires dans le cas où des niveaux voisins ont des parités différentes : des distributions angulaires asymétriques pourront alors être observées.

La section efficace intégrée résulte alors d'une simple sommation des contributions de chaque niveau :

$$\sigma(p, p') = \frac{2\pi \lambda_p^2}{2(2I_i + 1)} \sum_{m=1}^N (2J_m + 1) \frac{\cos^2 \beta_m}{\Gamma_m^2} \Gamma_p^m \Gamma_{p'}^m = \sum_{m=1}^N \sigma^m(p, p'). \quad (V.41)$$

Des termes d'interférence entre niveaux ne peuvent intervenir dans l'expression de la section efficace intégrée que lorsque des niveaux voisins ont mêmes spin et parité.

4. Validité de cette approche.

Ces expressions ont été dérivées, à partir de la théorie de la matrice R pour les résonances ordinaires du noyau composé : c'est ce qui explique la séparation très nette, et qui peut sembler arbitraire, entre ce qui est mécanisme de réaction et ce qui est modèle de structure nucléaire. Cependant, les approches théoriques qui tiennent compte de la nature spéciale des résonances analogues, comme celle de Mahaux-Weidenmüller [WE67, MA69a], aboutissent à des expressions de forme très semblable ; seule la signification des amplitudes et des phases est un peu différente. Les relations entre les grandeurs

théoriques g^{th} et ξ^{th} , telles qu'elles ont été définies dans [WE67], et celles que nous employons (g^{exp} et ξ^{exp}) s'écrivent en effet :

$$|g_{Ij}^{th}|^2 = |g_{Ij}^{exp}|^2 \frac{1 + (2 \frac{Y_{Ij} \Delta_{Ij}^{s.p.}}{r_{Ij}^{s.p.}})^2}{(1 + Y_{Ij})^2} \quad (V.42)$$

$$\xi_{Ij}^{th} = \xi_{Ij}^{exp} - \text{Arc tg} \left(\frac{2Y_{Ij} \Delta_{Ij}^{s.p.}}{r_{Ij}^{s.p.}} \right) \quad (V.43)$$

K.P. Lieb et al. [LI68a] ont évalué les quantités Y_{Ij} et $\frac{\Delta_{Ij}^{s.p.}}{r_{Ij}^{s.p.}}$ d'après l'expérience $^{92}\text{Mo} + p$:

$$Y_{3\frac{3}{2}} = 0,005 \quad Y_{3\frac{7}{2}} = 0,0012 \quad \frac{\Delta_{Ij}^{s.p.}}{r_{Ij}^{s.p.}} \sim 6 .$$

Les différences entre g^{th} et g^{exp} d'une part, et entre ξ^{th} et ξ^{exp} d'autre part, sont donc, dans ce cas, très faibles. Les expressions du type de celles que nous avons écrites plus haut peuvent donc être employées pour analyser les résultats expérimentaux.

5. Paramètres du calcul des sections efficaces.

Les expressions (V.39) et (V.41) montrent que, dans le cas de résonances qui se recouvrent, il ne peut être question d'extraire, des données expérimentales de la diffusion inélastique (distributions angulaires, fonctions d'excitation, sections efficaces intégrées), tous les paramètres de ces résonances (énergies de résonance, amplitudes de largeurs partielles, largeurs totales, ...) : le nombre de ces paramètres est beaucoup trop grand et nous avons vu, par ailleurs, que les largeurs partielles de diffusion élastique ne pouvaient être déterminées que pour les résonances quasi isolées, donc pour une faible proportion des états analogues. On peut, cependant, introduire dans le calcul des sections efficaces, un certain nombre de données, déduites de l'analyse de la diffusion élastique, ou calculées à l'aide de modèles théoriques, et comparer les résultats de ces calculs aux résultats expérimentaux. Quelques remarques vont nous permettre de réduire ce nombre de données au strict minimum.

Les énergies de résonance E_m de chacun des états analogues interviennent de façon directe dans les termes Breit-Wigner et dans les phases, mais aussi dans le calcul des amplitudes de largeurs partielles. Or, les fonctions d'excitation de la diffusion élastique de protons sur un isotope donné ne présentent en général qu'une ou deux résonances quasi isolées dont l'analyse permette d'obtenir les énergies de résonance. Ceci suffit néanmoins, en supposant que les différences d'énergie coulombienne sont sensiblement identiques pour tous les états d'un même noyau, pour calculer toutes les énergies de résonance E_m à partir des énergies d'excitation déterminées par la réaction (d,p) (Chap.VI,§V-a).

Les amplitudes de largeurs partielles g_{psl} peuvent être calculées à l'aide des expressions données au chapitre IV. Sont alors introduits dans le calcul les coefficients $c_{j\lambda}(\omega)$ du modèle de Nilsson ou d'autres modèles plus élaborés (ou encore des coefficients déterminés expérimentalement par analyse de la réaction (d,p)), les amplitudes de largeurs de particule indépendante calculées pour la diffusion de protons sur ^{172}Yb , les probabilités de non-occupation u^2 et les amplitudes de mélange a_i empiriques ou théoriques.

Les largeurs totales Γ_m de tous les états analogues interviennent également dans le calcul des sections efficaces. Toutes ces largeurs peuvent a priori être différentes. Or, seules, quelques unes d'entre elles peuvent être obtenues expérimentalement par l'analyse des résonances quasi isolées observées par diffusion élastique : elles sont alors toutes de l'ordre de 150 keV. Quelques considérations vont nous permettre de montrer que les largeurs totales de tous les états analogues observés ici doivent effectivement être très voisines.

La somme des largeurs partielles d'émission de protons vers les états de la bande de rotation de l'état fondamental d'un noyau pair-pair est à peu près constante pour tous les états analogues d'une même bande de rotation (Chap.IV,§V-d). L'expérience montre, par ailleurs, que les largeurs partielles de diffusion inélastique vers les états plus excités sont, aux énergies considérées, beaucoup plus faibles que vers les états de la bande de rotation de l'état fondamental. On a donc, pour tous les états analogues d'une même bande de rotation :

$$\Gamma_p^\Sigma = \Gamma_p + \sum_{p'} \Gamma_{p'} \approx \text{Cte}.$$

Il faut également remarquer que Γ_p^Σ est du même ordre de grandeur (50 keV) pour toutes les bandes qui permettent d'interpréter les résonances observées (à l'exception toutefois des bandes $\frac{1}{2}^- [501]$ et $\frac{3}{2}^- [501]$ pour lesquelles $\Gamma_p^\Sigma \sim 150$ keV lorsque les états de cette bande sont supposés purs) (Chap.IV, §V).

Il y a, par ailleurs, peu de raisons pour que l'étalement $\Gamma - \Gamma_p^\Sigma$ des résonances (qui représente donc environ les deux tiers de la largeur totale) change beaucoup dans un domaine d'énergie relativement petit par rapport à l'énergie d'excitation très élevée des états analogues considérés (de l'ordre de 20 MeV) :

$$\Gamma - \Gamma_p^\Sigma \approx \text{Cte} .$$

Par conséquent, pour tous ces états analogues :

$$\Gamma \approx \text{Cte} \approx 150 \text{ keV} .$$

Les résultats des calculs de sections efficaces sont relativement peu sensibles à des variations de Γ de l'ordre de 10 à 20% et sont en bon accord avec les données expérimentales, ce qui constitue une justification a posteriori des considérations développées ici.

6. Programme ANALOG.

Le programme ANALOG, écrit en FORTRAN IV pour les calculateurs IBM 360-75 ou 360-91, permet le calcul des sections efficaces intégrées et des sections efficaces différentielles de la diffusion inélastique passant par la formation de N états analogues déformés qui se recouvrent, dans le cas où la diffusion potentielle peut être considérée comme négligeable. Doivent être introduits comme données, outre la masse et la charge du noyau cible, le spin et la parité de l'état fondamental de cette cible, le spin, la parité et l'énergie d'excitation de l'état final, le spin, la parité, l'énergie de résonance et la largeur totale de chaque résonance analogue, ainsi que les probabilités de non-occupation et les tableaux de coefficients de Nilsson des états parents correspondants.

Les fonctions d'excitation et les distributions angulaires des sections efficaces différentielles (avec et sans interférence

entre niveaux), les fonctions d'excitation des sections efficaces intégrées, ainsi que celles des coefficients des polynômes de Legendre de l'équation (V.39) constituent les sorties essentielles. Plusieurs options permettent de présenter ces résultats sous forme de courbes (graphiques BENSON, ou microfilms IBM 2280), avec la possibilité d'y adjoindre les points expérimentaux.

Les temps de calcul dépendent beaucoup des moments angulaires mis en jeu (ils sont d'autant plus grands que ces moments angulaires sont élevés), mais croissent très vite avec le nombre N d'états analogues considérés. A titre indicatif, pour l'IBM 360-91, le plus rapide des calculateurs dont nous pouvions disposer, ces temps de calcul étaient en moyenne, pour la diffusion vers l'état 4+ et dans le cas où les N états ont la même parité :

- 4 s pour N = 2
- 2 min pour N = 5
- 18 min pour N = 12

Lorsque les N états n'étaient pas tous de même parité, ces temps étaient doublés.

7. Application aux états de la bande $\frac{1}{2}^- [510]$

Pour vérifier la validité de cette méthode d'analyse, nous avons calculé les distributions angulaires et les fonctions d'excitation de la diffusion inélastique vers les états 4+ et 6+ de la bande de rotation de l'état fondamental de ^{174}Yb passant par la formation, dans ^{175}Lu , des états analogues des états de la bande de rotation bâtie sur l'orbite $\frac{1}{2}^- [510]$. Cette bande est, dans ^{175}Yb , pratiquement isolée ; les largeurs partielles pour les états les plus proches sont en effet très faibles : les états de la bande $\frac{5}{2}^- [512]$ sont des états de trous, ceux de la bande $\frac{9}{2}^+ [624]$ correspondent à des moments transférés élevés. Les états de cette bande $\frac{1}{2}^- [510]$, ayant par ailleurs fait l'objet de nombreuses études, sont très bien connus : ce sont des états relativement purs à une quasi-particule dont les énergies et les fonctions d'onde sont assez bien décrites par le modèle de Nilsson (il faut en effet noter quelques désaccords de détail entre résultats expérimentaux et prévisions théoriques, concernant notamment les valeurs relatives des $c_{j\lambda}$ et le signe du coefficient de découplage a [VE63,BU66,GA68]).

Les résultats du calcul de la fonction d'excitation $^{174}\text{Yb}(p,p_2)^{174}\text{Yb}^*_{(4+)}$ à 160° et de la distribution angulaire à 11,800 MeV sont comparés aux résultats expérimentaux sur la figure 65. La courbe (a) représente la fonction d'excitation obtenue lorsque les énergies de résonance des cinq états sont calculées comme il a été indiqué plus haut, à partir de l'énergie de résonance déterminée pour l'état $\frac{3}{2}-[\frac{1}{2}-[510]]$ par diffusion élastique. On a par ailleurs pris, pour ces cinq états, $\Gamma = 150$ keV et, les énergies d'excitation de leurs états parents étant comprises entre 500 et 800 keV, $u^2 = 1$. Les valeurs absolues des sections efficaces et la forme de la résonance sont bien reproduites ; on remarque cependant que la résonance ainsi calculée apparaît décalée d'environ 60 keV par rapport à la résonance obtenue expérimentalement. Bien que les erreurs expérimentales donnent une image un peu plus floue pour la résonance de l'état $6+$, un tel décalage n'est pas observé pour cette résonance, pour laquelle les formes expérimentales et calculées, ainsi que les valeurs absolues des sections efficaces, sont en bon accord. L'origine de ce décalage (qui est par ailleurs systématique et du même ordre de grandeur pour les autres isotopes de l'ytterbium) reste encore inexpliquée ; il faut cependant remarquer que les fonctions d'onde utilisées ici sont celles du modèle de Nilsson sans aucune modification. Les différences entre ces fonctions d'onde et les fonctions d'onde réelles (pour lesquelles il faut par exemple considérer le couplage de Coriolis entre les états de la bande $\frac{1}{2}-[510]$ et ceux de la bande $\frac{3}{2}-[512]$, qui affecte préférentiellement les états de spins élevés et dont l'analyse par la réaction (d,p) est, pour cette raison, difficile et peu précise) peuvent peut-être jouer ici un rôle important.

Si l'on affecte les énergies de résonance des cinq états de la bande d'une correction correspondant au décalage observé (en conservant $\Gamma = 150$ keV et $u^2 = 1$), la fonction d'excitation et la forme de la distribution angulaire au sommet de la résonance sont parfaitement reproduites par le calcul (fig. 65, courbes (b)). Dans ce cas, où seules des résonances analogues dues à des états d'une même bande de rotation se recouvrent, le rôle de l'interférence entre les différents états est assez faible : les distributions angulaires sont alors peu affectées par cette interférence, comme le montre la courbe (b') de la figure 65 obtenue en négligeant le second terme de

l'expression (V.39). Ceci provient du fait que tous ces états ont la même fonction d'onde intrinsèque, ce qui conduit à des termes d'interférence dont les valeurs absolues sont très voisines, et qui peuvent donc se compenser.

La courbe (c), calculée pour $\Gamma = 140$ keV (les autres données étant identiques au cas (b)), montre l'influence de la largeur totale sur les valeurs absolues. Les courbes (d) ont été calculées en tenant compte de la présence des cinq états de la bande $\frac{1}{2}^- [510]$ (les données sont identiques au cas (b) sauf pour u^2 pour laquelle on a pris la valeur déterminée par la réaction (d,p) : $u^2 \approx 0,92$), mais aussi de celle des quatre états de la bande $\frac{3}{2}^- [512]$ (pour lesquels $\Gamma = 150$ keV, $u^2 = 0,93$). Il est à remarquer que l'accord entre le calcul et l'expérience obtenu ici est un accord en valeur absolue car, à l'exception du léger ajustement des énergies de résonance que l'on peut opérer, aucun facteur de normalisation n'intervient.

f) Application à d'autres bandes de rotation.

Nous avons calculé, dans les mêmes conditions que pour la bande $\frac{1}{2}^- [510]$, les fonctions d'excitation et les distributions angulaires de la diffusion inélastique passant par la formation d'autres bandes d'états analogues ; nous avons calculé les énergies de résonance de ces états comme pour le calcul des empreintes de ces bandes (Chap.IV, §V-a). Il apparaît que, dans le cas où ces bandes sont isolées, la forme des distributions angulaires des résonances analogues, ainsi que les valeurs absolues des sections efficaces, devraient permettre de les différencier (fig. 66). Ceci constituerait donc une méthode d'identification des orbites de Nilsson et d'attribution de spins et de parités.

CHAPITRE VI

LES RESULTATS ET LEUR INTERPRETATION

Les caractéristiques générales des résultats expérimentaux que nous avons obtenus peuvent être interprétées de façon satisfaisante grâce au calcul des largeurs partielles de diffusion élastique et inélastique (Chap. IV). Nous avons par ailleurs montré qu'en dépit des difficultés présentées par l'analyse des résonances qui se recouvrent, on pouvait également obtenir des informations quantitatives et, dans certains cas, identifier des orbites de Nilsson et par conséquent, faire des attributions de spins (Chap. V). Nous exposons et discutons maintenant les principaux résultats obtenus et leur interprétation, et dégageons les limites des méthodes d'analyse employées et les perspectives offertes par l'étude des états analogues dans les noyaux déformés.

1. ASPECTS SPECTROSCOPIQUES DE CETTE ETUDE.

a) Résultats de l'analyse de la diffusion élastique.

Les résultats obtenus par l'étude des réactions (d,p) sont dans l'ensemble confirmés par l'aspect des fonctions d'excitation de la diffusion élastique : des résonances sont observées pour les états ou groupes d'états fortement excités par les réactions (d,p). Ce n'est cependant que dans le cas où des résonances quasi isolées ont pu être analysées qu'une comparaison détaillée a pu être faite.

1. Analyse quantitative des résonances quasi isolées observées :

Pour effectuer le lissage de ces résonances, nous avons utilisé

des moments orbitaux ℓ_p identiques aux moments ℓ_n des transitions (d,p) correspondantes ; par ailleurs, nous n'avons généralement fait varier que les trois paramètres E_R , Γ et Γ_p : la phase ϕ est en effet très petite et sa prise en considération n'entraîne pas ici de modifications notables des valeurs des autres paramètres et de la forme de la courbe théorique. Les paramètres de résonances analysées, qui sont toutes de parité négative, sont présentés dans le tableau IV.

Les énergies de résonance sont en bon accord avec celles obtenues par ailleurs à Copenhague [WH69b]. On remarque également un accord grossier entre les facteurs spectroscopiques déterminés à partir des largeurs Γ_p et ceux obtenus par les réactions (d,p) ; nous n'avons pas cherché à faire ici une comparaison très poussée, d'une part, parce que cette comparaison n'est possible que pour un petit nombre d'états, d'autre part, parce que l'extraction des valeurs absolues des facteurs spectroscopiques (d,p) est difficile, dans le cadre de la D.W.B.A. classique [GA68] et que, par ailleurs, le rapport $\frac{\Gamma_p}{\Gamma}$ étant dans le cas des ytterbium, très faible (de 0,04 à 0,15), la précision obtenue dans la détermination de Γ_p , donc de S_{pp} , est médiocre. On peut cependant noter que les facteurs spectroscopiques (p,p) et (d,p) sont environ deux fois plus petits pour l'état $\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2}^- [510])$ de ^{171}Yb que pour le même état dans les trois autres isotopes ^{173}Yb , ^{175}Yb et ^{177}Yb .

2. Mise en évidence d'états de parité positive :

Les fonctions d'excitation à 90° présentent à certaines énergies des ruptures de pente. Des formes nettes de résonance ne peuvent cependant pas être identifiées. Ceci révèle la présence probable de plusieurs orbites de parité positive. L'énergie d'excitation des états parents correspondants est de l'ordre de :

- 1,7 et 2,3 MeV dans ^{171}Yb ,
- 1,7 MeV dans ^{173}Yb ,
- 1,5 MeV dans ^{175}Yb ,
- 1,5 MeV dans ^{177}Yb .

Le modèle de Nilsson prévoit effectivement que des orbites de parité positive issues de la couche $N = 6$ devraient être observées dans les terres rares (fig. 19). Il faut cependant remarquer que,

pour une déformation donnée, la position relative de ces orbites par rapport aux orbites bien identifiées issues de la couche $N = 5$ varie beaucoup en fonction des paramètres du puits de potentiel moyen employés. Ces orbites pouvant servir d'états de base pour des calculs plus élaborés (du type de ceux décrits au chap.II,§IV), il était important de les repérer et, si possible, de les identifier.

Or, jusqu'à présent, seules les orbites issues de la sous-couche $i_{13/2}$ (telles les orbites $\frac{1}{2}+[660]$, $\frac{3}{2}+[651]$, $\frac{5}{2}+[642]$, $\frac{7}{2}+[633]$, $\frac{9}{2}+[624]$, $\frac{13}{2}+[606]$) avaient été identifiées avec certitude dans les terres rares (fig. 20). Ce n'est qu'à titre d'hypothèse que certains états très excités de ^{159}Gd et ^{161}Gd , d'une part [TJ67], de ^{175}Yb , d'autre part [FU69], ont récemment été identifiés à des états de rotation construits sur l'orbite $\frac{1}{2}+[651]$ (de la sous-couche $i_{11/2}$). Les autres orbites de parité positive prédites par le modèle de Nilsson proviennent des sous-couches $i_{13/2}$ (c'est le cas de l'orbite $\frac{11}{2}+[615]$, $i_{11/2}$ ($\frac{3}{2}+[642]$ et $\frac{5}{2}+[633]$), $g_{9/2}$ ($\frac{1}{2}+[640]$ et $\frac{3}{2}+[631]$) et $d_{5/2}$ ($\frac{1}{2}+[631]$). Certaines de ces orbites ont été identifiées parmi les états les plus bas de certains actinides : Ac($\frac{3}{2}+[631]$), Th($\frac{3}{2}+[631]$ et $\frac{5}{2}+[633]$), Ra($\frac{1}{2}+[640]$, $\frac{3}{2}+[631]$, $\frac{3}{2}+[642]$ et $\frac{5}{2}+[633]$).

Le calcul de l'empreinte de ces diverses bandes sur l'état fondamental montre qu'aux énergies voisines de celles pour lesquelles sont observés les états de parité positive, les plus grandes largeurs partielles de diffusion élastique que l'on pourra observer sont de l'ordre de :

- 0,15 keV		pour les états de la bande $\frac{11}{2}+[615]$
- 0,15 keV	"	$\frac{13}{2}+[606]$
- 1 keV	"	$\frac{5}{2}+[633]$
- 4 keV	"	$\frac{3}{2}+[642]$
- 8 keV	"	$\frac{1}{2}+[640]$
- 8 keV	"	$\frac{3}{2}+[631]$
- 12 keV	"	$\frac{1}{2}+[651]$
- 18 keV	"	$\frac{1}{2}+[631]$

Le calcul des fonctions d'excitation de diffusion élastique

pour $\theta_{lab} = 90^\circ$ montre que les résonances dues aux états pour lesquels les largeurs partielles sont inférieures à quelques keV ne peuvent être observées expérimentalement ; c'est ainsi qu'aucun accident n'est observé sur la fonction d'excitation de la diffusion $^{174}\text{Yb}(p,p_0)^{174}\text{Yb}$ à 90° au voisinage des énergies de résonance des états analogues des états construits sur l'orbite $\frac{9}{2}+[624]$ de ^{175}Yb , pour lesquels les largeurs partielles maximales sont de l'ordre de 0,15 keV. Ce calcul montre, par ailleurs, que pour les bandes dont certains états peuvent avoir des largeurs partielles beaucoup plus grandes, seuls les ordres de grandeur des effets observés peuvent être expliqués, et qu'aucune attribution précise ne peut être faite sur la base de ces seuls résultats.

Il faut d'autre part souligner que tous ces calculs ont été effectués en supposant que tous ces états étaient des états purs à une quasi-particule dont les fonctions d'onde étaient identiques à celles du modèle de Nilsson. Or, il est certain que, dans ce cas, cette hypothèse n'est absolument pas réaliste : l'énergie d'excitation élevée de ces états favorise en effet les couplages des états à une quasi-particule aux phonons ; les différents états de parité positive pouvant intervenir étant d'autre part issus de sous-couches de j élevés, et ayant des valeurs de K ne différant que de une ou deux unités, doivent par ailleurs être fortement mélangés par l'interaction de Coriolis.

A la suite de nos expériences, la réaction $^{174}\text{Yb}(d,p)^{175}\text{Yb}$ a été de nouveau étudiée, avec une très bonne résolution [WH69b] ; cette expérience a montré que, dans la région où des états de parité positive avaient été mis en évidence par l'étude des états analogues, certains pics, dont les distributions angulaires n'avaient d'ailleurs pas permis la détermination sans ambiguïté des moments orbitaux transférés, correspondaient en fait à des doublets, ou à des triplets d'états. Il n'est d'ailleurs pas certain, étant donné les difficultés auxquelles se heurte l'interprétation des différents pics observés, que tous les états soient aujourd'hui résolus.

S. Whineray et al. [WH69b] ont interprété certains de ces pics comme n'étant dus qu'aux états de rotation construits sur l'orbite $\frac{1}{2}+[651]$. (Voir le tableau VI). De nombreuses objections peuvent cependant être présentées à cette attribution ; en particulier :

- certains des états attribués à cette bande ne sont pas résolus.
- l'identification repose essentiellement sur la comparaison à un seul angle des intensités relatives des pics observés avec celles calculées en supposant purs les états de la bande $\frac{1}{2}^+ [651]$.
- un état, très fortement excité par la réaction (d,p) n'est d'autre part pas interprété et reste isolé.
- le moment d'inertie et le paramètre de découplage de la bande $\frac{1}{2}^+ [651]$ ainsi formée sont notablement différents de ceux obtenus pour la même bande dans ^{159}Gd et ^{161}Gd .

Cette attribution est par ailleurs en désaccord avec une précédente tentative résultant d'expériences de radioactivité [FU69].

Rappelons encore que les résultats du calcul des fonctions d'excitation de diffusion élastique (repris en particulier en utilisant les énergies de résonance déduites des énergies d'excitation attribuées aux états de la bande $\frac{1}{2}^+ [651]$ (tableau VI)) ne permettent pas de conclure à l'existence d'une seule bande de parité positive dont les états seraient purs. Nous verrons plus loin que certains résultats de l'analyse de la diffusion inélastique sont incompatibles avec cette attribution.

b) Diffusion inélastique vers le premier état 2^+ des noyaux pair-pair.

Les interférences entre les diverses amplitudes résonnantes d'une part, et entre ces amplitudes résonnantes et l'amplitude d'excitation coulombienne d'autre part, rendent dans ce cas très difficile l'obtention d'informations spectroscopiques précises. Nous ne donnerons ici que quelques résultats qualitatifs. L'amplitude des variations des sections efficaces est de moins en moins prononcée lorsqu'on passe des noyaux très déformés (isotopes de l'ytterbium) aux noyaux plus proches de la région de transition (isotopes du gadolinium). Par ailleurs, dans la région de la résonance analogue des états de la bande $\frac{1}{2}^- [510]$, cette amplitude est environ deux fois plus faible pour l'état 2^+ de ^{170}Yb que pour les états 2^+ des trois autres noyaux ^{172}Yb , ^{174}Yb et ^{176}Yb . Une interprétation de ces résultats sera donnée plus loin.

c) Diffusion inélastique vers les premiers états 4+, 6+ et 8+.

Toutes les fonctions d'excitation que nous avons obtenues pour les premiers états 4+ et 6+ des isotopes pair-pair étudiés présentent des formes de résonances qui se superposent à une section efficace potentielle extrêmement faible. Nous avons montré que, moyennant un certain nombre d'hypothèses, l'analyse et l'interprétation de ces résonances semblait alors en général possible (Chap.V,§II-b). Rappelons que la méthode consiste à comparer aux résultats expérimentaux les fonctions d'excitation (des sections efficaces différentielles et intégrées) et les distributions angulaires calculées en considérant, d'une part, tous les états bien connus, d'autre part, d'autres états dont l'identification est moins certaine, ou dont on peut prévoir l'existence à l'aide des modèles théoriques ou de la systématique des orbites identifiées dans les terres rares.

Les fonctions d'excitation de la diffusion inélastique vers le premier état 4+ des isotopes pair-pair de l'ytterbium se ressemblent beaucoup ; c'est également le cas des fonctions d'excitation vers les premiers états 6+. Il faut, par ailleurs, remarquer qu'il y a une très grande similitude pour les écarts approximatifs et les intensités relatives de la plupart des pics apparaissant dans les spectres (d,p) correspondants. Tout ceci permet de penser que c'est la même séquence d'états qui intervient dans les quatre isotopes pair-impair.

De nombreux états de ces isotopes avaient déjà été identifiés, essentiellement grâce aux réactions (d,p) et (d,t) [VE63,BU66,GA68]. Les résultats de ces expériences figurent dans les tableaux V, VI, VII et VIII. Parmi ces états, seuls les états de particule peuvent être à l'origine de résonances analogues importantes ; ce sont les états :

- . $\frac{1}{2}^- [521]$ dans ^{171}Yb
- . $\frac{5}{2}^- [512]$ dans ^{171}Yb , ^{173}Yb
- . $\frac{7}{2}^- [514]$ dans ^{171}Yb , ^{173}Yb , ^{175}Yb
- . $\frac{1}{2}^- [510]$ dans ^{171}Yb , ^{173}Yb , ^{175}Yb , ^{177}Yb
- . $\frac{3}{2}^- [512]$ dans ^{173}Yb , ^{175}Yb , ^{177}Yb
- . $\frac{9}{2}^+ [624]$ dans ^{175}Yb , ^{177}Yb

- . $\frac{7}{2}-[503]$ dans ^{177}Yb
- . $\frac{3}{2}-[501]$ dans ^{177}Yb .

Les autres orbites qu'il faut également considérer sont issues de la couche $N = 5$ (ce sont les orbites $\frac{9}{2}-[505]$, $\frac{5}{2}-[503]$ et $\frac{1}{2}-[501]$), de la couche $N = 6$ (ce sont les orbites de parité positive dont il a été question au paragraphe a)) et de la couche $N = 7$ ($\frac{1}{2}-[770]$, $\frac{3}{2}-[761]$ et $\frac{5}{2}-[752]$). Le calcul des empreintes montre que, pour ces dernières orbites $N = 7$, toutes les largeurs partielles sont négligeables : dans la suite, la présence éventuelle de ces états sera donc ignorée.

Nous remarquerons encore, avant d'examiner en détail chaque cas, que la plus importante des résonances observées pour l'état $4+$ est, pour chacun des quatre isotopes pair-pair étudiés de l'ytterbium, observée dans la région où les états parents ne sont pas du tout identifiés ou ne le sont pas avec certitude et où l'existence d'états de parité positive a été révélée par l'étude de la diffusion élastique. Les états qui sont à l'origine de la structure résonnante des fonctions d'excitation des états $6+$ entre 13 et 14 MeV environ sont par ailleurs complètement inconnus.

1. $^{172}\text{Yb}(p,p')^{172}\text{Yb}^*$:

Pour la diffusion inélastique vers l'état $4+$, nous avons tout d'abord comparé les fonctions d'excitation de la section efficace intégrée expérimentale et des sections efficaces intégrées calculées en tenant compte de tous les états déjà connus et en faisant diverses hypothèses de calcul pour les états plus excités.

La section efficace intégrée expérimentale a été obtenue en faisant un lissage des distributions angulaires en polynômes de Legendre. Ces distributions angulaires étaient en fait limitées à trois points, mais il faut remarquer que, d'une part les anisotropies observées sont en général peu marquées (les valeurs extrémales des sections efficaces différentielles à une énergie donnée que nous considérons différent en effet au plus d'un facteur deux ou trois), et que, d'autre part, les trois angles pour lesquels nous avons fait des mesures (125° , 141° et 160°) sont suffisamment bien répartis pour que le résultat de ce lissage puisse être considéré comme relativement précis.

Les différents états que nous avons fait intervenir dans le calcul théorique sont reportés dans le tableau V ainsi que leurs probabilités de non-occupation u^2 et leurs énergies de résonance (calculées d'après les résultats de la diffusion élastique). Les états des bandes $\frac{3}{2}-[501]$ (ou $\frac{1}{2}-[501]$) et $\frac{7}{2}-[503]$ ont été placés par analogie avec le schéma de niveaux de ^{177}Yb en considérant les intensités relatives des pics observés par les réactions (d,p) et le caractère $\lambda = 1$ de la distribution angulaire du niveau à 1665 keV. Nous avons pris $\Gamma = 150$ keV pour tous les états analogues, sauf pour les états de la bande $\frac{1}{2}-[510]$ pour lesquels un meilleur accord a été obtenu avec $\Gamma = 160$ keV. L'accord entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées a par ailleurs été amélioré en augmentant les énergies de résonance de tous les états de la bande $\frac{1}{2}-[510]$ de 40 keV et en diminuant celles des états des bandes $\frac{3}{2}-[501]$ (ou $\frac{1}{2}-[501]$) et $\frac{7}{2}-[503]$ de 20 keV. Soulignons ici que ce sont les seules variations de paramètres que nous avons faites.

La figure 67 montre qu'un bon accord est obtenu pour la forme de la fonction d'excitation et les valeurs absolues dans les régions où les états parents étaient déjà connus et que, pour la résonance située vers 12,350 MeV, c'est avec les états des bandes $\frac{3}{2}-[501]$ et $\frac{7}{2}-[503]$ que le meilleur accord est obtenu. La figure 68 montre les contributions des 11 états (parmi les 31 qui sont inclus dans le calcul) intervenant alors pour plus de 1% de la section efficace intégrée. Quelques distributions angulaires calculées sont comparées aux résultats expérimentaux sur la figure 69. Si l'accord peut être considéré comme relativement bon au voisinage des énergies de résonance des états de la bande $\frac{1}{2}-[510]$ (11,850 MeV) et de ceux de la bande $\frac{3}{2}-[512]$ (12,150 MeV), il n'en est pas de même dans la région où les états parents n'étaient pas connus ; aucune des hypothèses de calcul que nous avons faites ne permet en effet de reproduire l'allure de la distribution angulaire expérimentale. En particulier, la distribution angulaire calculée à 12,350 MeV, en considérant les états de la bande $\frac{3}{2}-[501]$ et $\frac{7}{2}-[503]$, est pratiquement isotrope alors qu'expérimentalement la section efficace différentielle est trois fois plus grande à 160° qu'à 125° (fig. 69). Remarquons encore que, dans ce cas où des états construits sur des orbites différentes se recouvrent, la forme des distributions angulaires calculées varie beaucoup avec l'énergie, ce qui ne semble pas être observé expérimentalement.

Ces calculs ont été effectués en supposant que ces états étaient des états purs à une quasi-particule. Or leur énergie d'excitation est suffisamment élevée pour que de nombreux couplages et mélanges (comme par exemple le mélange des états à une quasi-particule aux phonons) aient pour effet de réduire les largeurs partielles (car l'amplitude a_1 de la composante à une quasi-particule qui intervient dans l'expression (IV.30) est alors inférieure à 1), donc les sections efficaces résonnantes. Notons à ce propos que, si les états des bandes $\frac{3}{2}^- [501]$ ou $\frac{1}{2}^- [501]$ interviennent ici, ils ne peuvent pas être purs car on aurait alors $\Gamma_P^\Sigma \sim 150 \text{ keV}$ (fig. 59), valeur beaucoup trop élevée étant donné que la largeur totale est elle-même voisine de 150 keV. Des états autres que ceux que nous avons considérés interviennent donc très certainement, ce qui explique qu'aucun accord, même grossier, n'ait pu être obtenu pour les distributions angulaires. Les fonctions d'excitation de la diffusion élastique montrent que certains de ces états sont de parité positive : la présence de ces états peut, même si elle ne contribue pas de façon notable à la section efficace intégrée, modifier considérablement la forme des distributions angulaires. Si, par ailleurs, le nombre d'états intervenant effectivement dans cette région est relativement grand, certains états voisins pourront avoir même spin et même parité : dans ce cas, notre méthode d'analyse n'est plus valable.

quelques résultats concernant la diffusion inélastique vers les états $6+$ et $8+$ ont été reportés sur la figure 70. Les erreurs expérimentales ne permettent pas d'obtenir la fonction d'excitation de la section efficace intégrée pour l'état $6+$ avec une bonne précision. Le calcul de cette section efficace intégrée (effectué pour les différentes hypothèses avec toutes les données figurant dans le tableau V, et sans aucun décalage en énergie) ne fait ici apparaître que deux résonances : dans tous les cas, la section efficace vers 12,400 MeV (énergie de la plus importante des résonances présentées par les fonctions d'excitation de l'état $4+$) est très faible, ce qui est compatible avec les résultats expérimentaux obtenus pour trois angles de diffusion. On remarque, par ailleurs, que l'ordre de grandeur des sections efficaces différentielles calculées pour $\theta_{\text{lab}} = 160^\circ$, en ne considérant que les états analogues dont la contribution est prépondérante (c'est-à-dire ceux des bandes $\frac{1}{2}^- [510]$, $\frac{3}{2}^- [512]$, $\frac{3}{2}^- [501]$ et $\frac{7}{2}^- [503]$) est, jusqu'à 12,5 MeV, en bon accord avec les valeurs expérimentales.

En ce qui concerne la structure résonnante, qui apparaît dans les fonctions d'excitation de l'état $6+$ à partir de 12,5 MeV, les problèmes se posent de façon identique pour les quatre isotopes de l'ytterbium ; ils seront abordés plus loin.

Remarquons enfin que le calcul de la fonction d'excitation de la section efficace intégrée pour la diffusion inélastique vers l'état $8+$ de la bande de rotation de l'état fondamental explique très bien que cet état n'ait pas été observé à ces énergies : les sections efficaces différentielles maximales ne sont en effet que de l'ordre de 0,5 $\mu\text{b/sr}$.

2. $^{174}\text{Yb}(p,p')^{174}\text{Yb}^*$:

Les données relatives au calcul des fonctions d'excitation et des distributions angulaires de la diffusion inélastique vers les premiers états $4+$ et $6+$ de ^{174}Yb figurent dans le tableau VI. Les principaux résultats ont été représentés sur les figures 71, 72 et 73. Rappelons, en outre, que les résultats relatifs à la résonance de l'état $4+$ due aux états de la bande $\frac{1}{2}-[510]$ ont déjà été commentés (Chap.V, §II-b.7 et figure 65).

Nous avons tout d'abord supposé, comme pour $^{172}\text{Yb}(p,p')^{172}\text{Yb}$, que la résonance observée pour l'état $4+$ vers 12,550 MeV était due aux états des bandes $\frac{3}{2}-[501]$ et $\frac{7}{2}-[503]$ (avec, pour tous les états, $\Gamma = 150$ keV). La forme de cette résonance est alors assez mal reproduite (fig. 71, courbe (b)). L'accord peut être légèrement amélioré en diminuant les énergies de résonance des états de ces deux bandes de 50 keV (fig. 71, courbe (b')), mais les distributions angulaires expérimentales et calculées au sommet de la résonance sont en complet désaccord (fig. 72, courbe (b')).

Il n'est pas non plus possible de reproduire correctement la forme de la fonction d'excitation en ne considérant que des états purs à une quasi-particule construits sur les orbites $\frac{7}{2}-[503]$ et $\frac{1}{2}+[651]$ et dont les énergies de résonance sont obtenues à partir des énergies d'excitation déterminées par S. Whineray et al. [WH69b] (fig. 71, courbe (a)). Une diminution de 50 keV des énergies de résonance et une augmentation de la largeur totale de tous ces états ($\Gamma = 165$ keV) permet d'obtenir un accord relatif pour les sections efficaces intégrées (fig. 71, courbe (a')). Les distributions angulaires

expérimentales et calculées au sommet de la résonance ne sont pas aussi différentes que lorsqu'on considère les états de la bande $\frac{3}{2}-[501]$, mais l'accord n'est cependant pas très bon (fig. 72, courbe (a')). La distribution angulaire ainsi calculée est très nettement asymétrique, ce qui, compte tenu des barres d'erreur, semble confirmé par les valeurs expérimentales que nous avons obtenues. Il serait cependant souhaitable de pouvoir disposer ici d'une distribution angulaire plus complète, en particulier pour les angles de diffusion inférieurs à 90° . Notons enfin que, dans ce cas, la forme de la distribution angulaire calculée varie relativement peu en fonction de l'énergie (fig. 72, courbes (a'₁) et (a'₂)).

La comparaison des fonctions d'excitation expérimentales et calculées pour la diffusion inélastique vers l'état $6+$ à $\theta_{lab} = 141^\circ$ (fig. 73) montre qu'un accord raisonnable est obtenu (sans aucune variation de paramètres) dans les régions de résonance des états des bandes $\frac{1}{2}-[510]$ et $\frac{3}{2}-[512]$ et que, vers 12,600 MeV, les hypothèses de la présence des états de la bande $\frac{3}{2}-[501]$ (courbe (b)) ou de ceux de la bande $\frac{1}{2}+[651]$ (courbe (a)) conduisent à des résultats très différents ; la fonction d'excitation calculée pour la section efficace intégrée montre que ceci n'est pas particulier à un angle donné. L'hypothèse de l'existence de l'orbite $\frac{3}{2}-[501]$ est compatible avec les résultats expérimentaux. L'existence d'états purs à une quasi-particule construits sur l'orbite $\frac{1}{2}+[651]$ devrait conduire à l'apparition d'une résonance importante alors que la section efficace est, à cette énergie, très faible ; cette existence paraît donc exclue. Aucune autre hypothèse basée sur la présence d'états purs construits sur les orbites de parité positive énumérées au paragraphe I-a.2 ne permet d'expliquer simultanément la forte résonance observée pour l'état $4+$ et la faible valeur de la section efficace pour l'état $6+$ à la même énergie.

3. $^{176}\text{Yb}(p,p')^{176}\text{Yb}^*$:

Le calcul des fonctions d'excitation et des distributions angulaires pour la diffusion inélastique vers les premiers états $4+$ et $6+$ de ^{176}Yb présente de nombreux points communs avec ceux effectués pour ^{172}Yb et ^{174}Yb . Remarquons, toutefois, que les états des bandes $\frac{3}{2}-[501]$ et $\frac{7}{2}-[503]$ avaient été, dans ce cas, identifiés par l'étude de la réaction $^{176}\text{Yb}(d,p)^{177}\text{Yb}$ [VE63] et que, d'autre part, l'existence

d'états de la bande $\frac{1}{2}^+[651]$ fortement mélangés avait été prédite à une énergie d'excitation d'environ 1700 keV [S067a]. Les principaux résultats de ces calculs, dont les données ont été rassemblées dans le tableau VII, sont reportés, avec les résultats expérimentaux correspondants, sur les figures 74, 75 et 76. Les conclusions qu'ils permettent de dégager sont identiques à celles que nous avons déjà obtenues :

- les formes des fonctions d'excitation et des distributions angulaires sont relativement bien reproduites par le calcul dans les régions de résonance des états des bandes $\frac{1}{2}^- [510]$ et $\frac{3}{2}^- [512]$.

- dans la région de la plus importante des résonances de l'état 4^+ , aucun accord satisfaisant ne peut être obtenu en ne considérant que :

- . soit des états des bandes $\frac{3}{2}^- [501]$ et $\frac{7}{2}^- [503]$,
- . soit des états des bandes $\frac{1}{2}^+ [651]$ et $\frac{7}{2}^- [503]$.

Remarquons encore que des pics correspondant à des états (ou groupes d'états) très excités de ^{177}Yb apparaissent très fortement dans les spectres de la réaction $^{176}\text{Yb}(d,p)^{177}\text{Yb}$ [VE63]. Les énergies d'excitation de ces états sont comprises entre 1,9 et 2,5 MeV (tableau VII) ; la position des états analogues correspondants, reportée sur la figure 76, semble coïncider avec les structures observées dans la fonction d'excitation de l'état 6^+ entre 13 et 14 MeV. La présence de certaines des orbites non encore identifiées peut-elle permettre d'interpréter ces structures ? La réponse à cette question est incertaine : le calcul des fonctions d'excitation des états 4^+ et 6^+ montre que si les bandes de rotation construites sur certaines des orbites de parité positive considérées plus haut peuvent effectivement être à l'origine de résonances de l'état 6^+ comparables à celles qui sont observées, les fonctions d'excitation de l'état 4^+ devraient alors généralement présenter des résonances pour lesquelles les sections efficaces calculées sont trois ou quatre fois supérieures aux valeurs expérimentales. Il faut toutefois noter que ces calculs ont été faits pour des bandes d'états analogues isolées, et en supposant que les états de la cible et les états parents sont bien décrits par les fonctions d'onde du modèle unifié et celles du modèle de Nilsson, sans intervention d'aucun couplage.

4. $^{170}\text{Yb}(p,p')^{170}\text{Yb}^*$:

De nombreux états très excités par la réaction $^{170}\text{Yb}(d,p)^{171}\text{Yb}$ n'avaient pas été identifiés ; les moments transférés avaient cependant pu être obtenus dans un certain nombre de cas (tableau VIII) [GA68].

Il faut en particulier remarquer que les états de la bande $\frac{3}{2}^-$ [512] n'avaient pas encore été mis en évidence bien que leur existence ait été prédite à une énergie d'excitation voisine de 1100 keV par des calculs théoriques [S067a]. On peut cependant penser, compte tenu de la similitude des fonctions d'excitation obtenues pour les quatre isotopes, des moments orbitaux connus, et des intensités relatives des sections efficaces des réactions (d,p), que les quatre premiers états de cette bande sont les niveaux à 1328, 1395, 1486 et 1588 keV : la bande de rotation ainsi constituée a un moment d'inertie très voisin de ceux des bandes $\frac{3}{2}^-$ [512] identifiées dans les autres isotopes pair-impair de l'ytterbium. Il est beaucoup plus difficile, sur la base des intensités relatives (d,p) et des moments transférés connus, de faire des hypothèses plausibles incluant les états plus excités. Nous avons supposé que les états à 1730 et à 1840 keV étaient respectivement les états $\frac{5}{2}^-$ et $\frac{7}{2}^-$ de la bande $\frac{3}{2}^-$ [501], le niveau $\frac{3}{2}^-$ de cette bande étant soit l'état à 1627 keV (hypothèse (a)), soit l'état à 1671 keV (hypothèse (b)) : les bandes construites avec ces deux hypothèses ont en effet des moments d'inertie raisonnables.

Les données relatives au calcul des fonctions d'excitation et des distributions angulaires sont résumées dans le tableau VIII. Les effets résonnants observés sur les fonctions d'excitation de l'état $6+$ sont trop faibles pour être analysés. Les résultats expérimentaux obtenus pour l'état $4+$ ne permettent pas de calculer les sections efficaces intégrées de façon très précise. Les résultats des calculs n'ont donc pu être comparés qu'à la fonction d'excitation obtenue pour l'état $4+$ à 141° et, pour quelques énergies, aux valeurs obtenues à 125° et à 160° (fig. 77 et 78). Un accord en valeur absolue ne peut être obtenu, dans la région de résonance des états de la bande $\frac{1}{2}^-$ [510], que pour $a_i^2 \approx 0,48$, et dans celle des états $\frac{3}{2}^-$ [512], que pour $a_i^2 \approx 0,06$. Ceci signifie que les états de ces bandes ne sont pas purs. Notons par ailleurs qu'aucune des deux hypothèses faites sur les états plus excités ne donne un très bon accord, ce qui n'est pas très étonnant puisque nous n'avons pas pu tenir compte de tous les états.

d) Cas particulier des états de la bande $\frac{1}{2}^- [510]$; couplage des états à une quasi-particule aux vibrations γ ; diffusion inélastique vers les états de vibration γ .

Les valeurs absolues des sections efficaces expérimentales et calculées pour la diffusion inélastique vers les états $4+$ et $6+$ des trois isotopes ^{172}Yb , ^{174}Yb et ^{176}Yb dans la région de résonance des états analogues de la bande $\frac{1}{2}^- [510]$ sont en bon accord. Pour la diffusion inélastique vers l'état $4+$ de ^{170}Yb dans la même région, il est nécessaire de faire intervenir un facteur $a_i^2 \approx 0,5$ pour obtenir un accord du même ordre : les sections efficaces sont en effet quatre fois plus faibles que pour les autres isotopes (fig. 79). Les sections efficaces pour l'état $6+$ sont également beaucoup plus petites. Rappelons encore que la largeur partielle de diffusion élastique pour l'état $\frac{3}{2}^-$, ainsi que l'amplitude de l'interférence dans les fonctions d'excitation de l'état $2+$ sont aussi réduites d'un facteur 2 pour ^{170}Yb . C'est également le cas pour les facteurs spectroscopiques $S(d,p)$ [GA68]. Tout ceci peut s'interpréter en supposant que le carré de l'amplitude a_i de la composante à une quasi-particule $\frac{1}{2}^- [510]$ qui intervient dans la fonction d'onde de ces états est proche de 1 pour ^{173}Yb , ^{175}Yb et ^{177}Yb , mais n'est égal qu'à environ 0,5 pour ^{171}Yb et que, dans ce dernier cas, les autres composantes qui interviennent n'ont pas de recouvrements avec les états de la bande de rotation de l'état fondamental du noyau pair-pair. Ce sont donc des composantes à trois quasi-particules ou plus.

L'interaction des quasi-particules et des phonons conduit à l'apparition de tels mélanges dans les fonctions d'onde (Chap.II, §IV-c). Dans le cas particulier qui nous concerne, V.G. Soloviev et ses collaborateurs ont effectivement prédit que, pour ^{171}Yb , l'amplitude de la fonction d'onde à une quasi-particule n'était que d'environ 50% et que les autres composantes provenaient essentiellement du couplage de l'état à une quasi-particule $\frac{5}{2}^- [512]$ aux états de vibration γ de ^{170}Yb .

L'étude de la diffusion inélastique passant par la formation des états analogues des états $\frac{1}{2}^- [510]$ est cependant beaucoup plus puissante que celle des réactions (d,p) correspondantes : elle permet en effet de déterminer la pureté des états en valeur absolue. L'état analogue de l'état de structure complexe

$$a \left| \frac{1}{2} [510] \right\rangle + b \left| \gamma \otimes \left(\frac{5}{2} [512] \right) \right\rangle_{K=\frac{1}{2}} >$$

peut en effet, en émettant le proton de l'orbite $\frac{5}{2} [512]$, décroître vers les états de vibration γ qui doivent alors présenter des résonances. Or, dans la région d'énergie correspondant à l'excitation des états analogues des états $\frac{1}{2} [510]$ de ^{175}Yb , les sections efficaces de la diffusion inélastique vers les états de vibration γ de ^{174}Yb sont très faibles et varient très peu. La figure 50 montre un spectre obtenu à l'aide du spectromètre magnétique et des jonctions à localisation, à 11,800 MeV, énergie voisine des énergies de résonance de ces états analogues. Pour le pic de vibration γ le plus intense, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est de l'ordre de 40 $\mu\text{b/sr}$ et ne s'écarte pas de plus de 20% de cette valeur entre 11,600 et 12,000 MeV. On peut donc conclure à une très grande pureté des états $\frac{1}{2} [510]$ de ^{175}Yb .

Notons qu'il serait très intéressant de déterminer les fonctions d'excitation des états de vibration γ de ^{170}Yb dans la même région.

Nous avons observé que la fonction d'excitation de l'état de vibration γ 2+ de ^{176}Yb (1,254 MeV) présentait une structure résonnante très large (~ 2 MeV), provenant très probablement du recouvrement de nombreuses résonances et dont le maximum correspond approximativement à des états analogues d'états de ^{177}Yb situés vers une énergie d'excitation de 1,5 MeV (fig. 51). Ceci confirme les prédictions théoriques selon lesquelles les mélanges des états à une quasi-particule et des états de vibration, en général faibles pour des états proches de l'état fondamental, croissent avec l'énergie d'excitation et atteignent leur maximum aux énergies voisines de celles des états de vibration [S067a]. Ce fait explique que, dans les noyaux de transition, tels que certains isotopes du samarium et du gadolinium, où les états de vibration se trouvent à des énergies d'excitation relativement basses, ces mélanges jouent un rôle important et diminuent les amplitudes de résonances observées pour les états de la bande de rotation de l'état fondamental, rendant par là toute analyse beaucoup plus délicate. Dans les noyaux très déformés, comme les isotopes de l'ytterbium, ces mélanges sont l'une des causes essentielles pour lesquelles il devient très difficile d'identifier les états des noyaux impairs au-delà d'une énergie d'excitation de 1 ou 1,5 MeV.

e) Diffusion inélastique vers les autres états excités.

Un simple examen qualitatif des fonctions d'excitation de la diffusion inélastique vers les états de vibration γ permet donc d'obtenir des informations importantes sur la structure de certains états des noyaux pair-impair. L'étude de la diffusion inélastique vers les autres états excités, bien que délicate (les densités de niveaux élevées exigent une très bonne résolution ; par ailleurs, les sections efficaces sont souvent faibles) devrait permettre de mettre en évidence d'autres couplages et d'autres parentés entre états de deux isotopes voisins.

f) Conclusion.

La méthode d'analyse que nous avons développée permet de rendre compte de façon satisfaisante des résonances analogues les plus basses dans les noyaux déformés. Lorsque ces résonances ne se recouvrent pas trop et que la complexité des états parents n'est pas trop grande, cette méthode permet de confirmer les résultats obtenus par l'analyse des réactions (d,p) et même, dans certains cas, de les préciser (identification des états de la bande $\frac{3}{2}^- [512]$ de ^{171}Yb), et d'extraire des grandeurs intéressantes (comme les énergies de résonance ou les largeurs totales des résonances). Aux énergies d'excitation plus élevées, la seule analyse des fonctions d'excitation des états de la bande de rotation de l'état fondamental ne permet pas, pas plus que l'analyse des réactions (d,p), une identification précise et unique des états parents, mais elle peut donner d'utiles indications sur les orbites qui peuvent intervenir : c'est ainsi qu'elle a permis de mettre en évidence des états de parité positive dans une région où n'avaient auparavant été identifiés que des états de parité négative, et de déterminer l'ordre de grandeur de leurs énergies d'excitation ; elle a par ailleurs montré que, dans cette région, interviennent probablement simultanément des états de parité négative (construits sur les orbites $\frac{3}{2}^- [501]$ et $\frac{7}{2}^- [503]$) et des états de parité positive, mais que la pureté de ces différents états est faible. L'extension de l'étude de la diffusion inélastique vers d'autres états excités (états de vibration, états à deux quasi-particules, ...) apparaît alors comme un moyen très efficace pour déterminer la complexité de ces états et éventuellement pour en faire la décomposition.

II. MECANISMES DE REACTION

a) Interférence de deux processus de réaction différents.

Il est important, du point de vue des mécanismes de réaction, qu'un phénomène d'interférence entre des amplitudes de diffusion bien connues et calculables, l'amplitude d'excitation coulombienne quadrupolaire électrique et les amplitudes résonnantes provenant de la présence d'états analogues connus, ait été clairement mis en évidence. En effet, on peut espérer que le calcul de cette interférence permettra, d'une part de préciser les valeurs de certaines phases dont la connaissance serait très utile pour la théorie des états analogues, et, d'autre part de contribuer à l'analyse des phénomènes d'interférence dans d'autres cas.

b) Interprétation des fonctions d'excitation et des distributions angulaires de la diffusion inélastique purement résonnante.

Il est encourageant de voir que la méthode développée pour l'analyse de la diffusion inélastique en l'absence de diffusion potentielle donne des résultats satisfaisants, tant en ce qui concerne les valeurs absolues des sections efficaces que la forme des fonctions d'excitation et des distributions angulaires. Ceci permet de penser que les expérimentateurs disposeront bientôt de méthodes plus spécialement adaptées à l'étude des résonances analogues et permettant d'analyser la diffusion inélastique résonnante dans la plupart des cas ; ils pourront alors tirer complètement parti de toute la puissance de ce nouvel outil spectroscopique.

Il faut cependant remarquer qu'une certaine prudence quant à la qualité de l'accord obtenu entre les valeurs absolues des sections efficaces expérimentales et calculées reste nécessaire. Il ne faut en effet pas oublier que la principale difficulté de l'exploitation quantitative des résonances analogues réside dans le calcul des largeurs de particule indépendante et que le résultat de ce calcul dépend du facteur de forme du potentiel dépendant du spin isobarique, facteur de forme encore mal connu. L'effet d'une estimation légèrement incorrecte de ces largeurs peut être masqué, dans notre analyse, par l'intervention d'autres grandeurs (comme les largeurs totales ou les probabilités de non-occupation) qui ne sont qu'approximativement connues. Notons toutefois que cette remarque ne concerne que les

les valeurs absolues des sections efficaces calculées : une éventuelle renormalisation globale de toutes les largeurs de particule indépendante (les valeurs relatives de ces largeurs dépendent en effet beaucoup moins du potentiel optique utilisé que leurs valeurs absolues) ne peut affecter les valeurs relatives des sections efficaces.

c) Largeurs totales et étalement des résonances analogues dans les terres rares.

Les largeurs totales des résonances analogues les plus importantes, qu'elles aient été déterminées par l'analyse de la diffusion élastique ou introduites dans le calcul des sections efficaces de diffusion inélastique puis ajustées pour améliorer l'accord avec l'expérience, sont toutes comprises entre 120 et 165 keV. Elles se placent sur la courbe des largeurs moyennes $\bar{\Gamma} = f(A)$ (fig. 6).

La somme Γ_p^Σ des largeurs partielles de décroissance d'un état analogue donné vers les différents états de la bande de rotation de l'état fondamental est alors en général comprise entre 30 et 60 keV. Ces différents états finals étant dans le même état intrinsèque, cette somme Γ_p^Σ ne correspond en fait qu'à la largeur partielle de diffusion élastique pour les noyaux sphériques ; il faut cependant remarquer que les largeurs partielles de diffusion inélastique vers les états plus excités sont en général très faibles : Γ_p^Σ peut donc être assimilé à la somme des largeurs partielles de protons pour toutes les voies ouvertes.

L'étalement des résonances analogues est donc, pour les noyaux très déformés de la région des terres rares, de l'ordre de 100 keV. La valeur du rapport $\frac{\Gamma_p^\Sigma}{\Gamma}$, de l'ordre de 0,35, est voisine (quoique légèrement inférieure) de la valeur moyenne du rapport $\frac{\Sigma \Gamma_p}{\Gamma}$ déterminé pour d'autres noyaux (en général au voisinage des couches fermées) (fig. 7).

III. DIFFERENCES D'ENERGIE COULOMBIENNE

a) Les différences d'énergie coulombienne pour les états des noyaux déformés.

Les différences d'énergie coulombienne ont été obtenues

pour quelques états, à partir des énergies de résonance déterminées à l'aide de l'analyse des résonances quasi isolées observées par diffusion élastique. On a alors, pour un état donné :

$$\Delta E_c = \frac{A}{A+1} E_R^{lab} + B(n)^*,$$

où $B(n)^*$ est l'énergie de liaison du dernier neutron dans cet état. Nous avons pris les valeurs de $B(n)$ déterminées récemment à partir du bilan énergétique Q des réactions (d,p) et (d,t) [BU66], ou (n,γ) [NA69]. (C'est cette dernière réaction qui donne la plus grande précision).

Les résultats sont présentés dans le tableau IV. Les remarques suivantes peuvent être faites :

- Les écarts d'énergie entre deux états analogues d'un même noyau sont, dans les cas où nous avons pu les déterminer (diffusion sur ^{176}Yb , ^{170}Yb , ^{158}Gd), identiques aux écarts des états parents correspondants, aux erreurs expérimentales près.

- Les différences ΔE_c obtenues pour les isotopes de l'ytterbium sont proportionnelles à $\frac{Z^c}{A^{1/3}}$: il n'y a pas de déplacement isotopique.

- Les valeurs obtenues sont toutes systématiquement plus faibles que les valeurs calculées à l'aide des formules semi-empiriques usuelles [AN65, L066, BR65]. Les différences entre les valeurs expérimentales obtenues pour les isotopes de l'ytterbium et les valeurs prédites par la formule d'Anderson et Wong sont de l'ordre de 150 keV. Des écarts du même ordre de grandeur ont été observés pour d'autres noyaux déformés [AL68b, SE68, WH69b].

b) Systématique des différences d'énergie coulombienne dans les noyaux lourds.

La figure 80 présente la systématique des différences d'énergie coulombienne dans les noyaux lourds [F070]. Les écarts $\Delta E_c^{\text{exp}} - \Delta E_c^{\text{A.W.}}$ sont portés en ordonnée. L'expression des différences d'énergie coulombienne $\Delta E_c^{\text{A.W.}}$ a été déterminée à partir de nombreuses données expérimentales obtenues pour la plupart pour des noyaux sphériques. Tous les effets de structure fine de ces différences (effets de structure nucléaire, etc...) ont donc été moyennés. $\Delta E_c^{\text{A.W.}}$ prédit

alors des différences d'énergie coulombienne pour des noyaux sphériques dans des états sans caractéristiques particulières, c'est-à-dire pour des noyaux que l'on peut décrire par le modèle hydrodynamique ; aussi arrive-t-il dans certains cas, que des désaccords pouvant atteindre 100 keV soient observés avec les valeurs expérimentales. La cohérence des valeurs expérimentales dans la région des noyaux très déformés et dans la région de transition Nd-Sm-Gd, et le fait qu'elles soient systématiquement plus faibles que les valeurs théoriques permettent de conclure à un effet de la déformation sur les différences d'énergie coulombienne. Nous avons, en effet, vu que dans les noyaux lourds, seuls les phénomènes mettant en jeu un grand nombre de nucléons, et plus précisément les neutrons en excès, étaient susceptibles d'influer d'une façon sensible sur les différences d'énergie coulombienne. C'est le cas de la déformation dans les terres rares, et l'effet obtenu est bien voisin de celui que l'on pouvait prévoir à l'aide du modèle hydrodynamique en supposant que les orbites de tous les neutrons en excès ont toutes une déformation δ de l'ordre de 0,3. On a alors effectivement

$$\Delta E_c(0) - \Delta E_c(\delta) \approx 150 \text{ keV}$$

pour les isotopes de l'ytterbium.

Dans les noyaux déformés, d'autres facteurs peuvent également influencer sur les déplacements de l'énergie coulombienne, mais les effets prédits sont en général de quelques dizaines de keV seulement, donc d'un ordre de grandeur inférieur à celui de la déformation globale. Au stade du développement actuel des méthodes d'analyse, il n'est pas encore possible de séparer ces différents effets et de les mettre en évidence avec sûreté.

- Les états excités d'un même noyau peuvent avoir des moments quadrupolaires (donc des déformations) différentes, ce qui peut introduire de légères différences [NI65].

- Les protons peuvent occuper des orbites de Nilsson ayant des orientations différentes par rapport au champ coulombien déformé, ce qui peut conduire à certains écarts [VE67].

- L'aplatissement centrifuge (qui provient du couplage à la bande de vibration β) a pour conséquence que le rayon de charge est un peu différent pour chaque état analogue d'une bande de rotation.

La bande de rotation d'états analogues a alors un moment d'inertie plus grand que la bande de rotation des états parents correspondants, ce qui conduit à l'apparence d'un écrasement de cette bande de rotation.

Nos expériences constituent la première mise en évidence de l'effet de la déformation globale du noyau sur les différences d'énergie coulombienne. Les tentatives, pour mettre cet effet en évidence, étaient jusqu'à présent restées infructueuses. En effet, basées sur la détermination des différences d'énergie coulombienne pour deux états d'un même noyau ayant des déformations différentes, ce qui peut se rencontrer dans les noyaux de transition tels que certains isotopes du samarium, elles se sont heurtées aux difficultés d'analyse des résonances analogues dans ces noyaux, difficultés essentiellement dues à la densité des états analogues et à leurs faibles largeurs partielles. Remarquons encore que des écarts sensibles ne peuvent être observés que pour des états collectifs de déformation différente, ce qui implique que les effets résonnants sont, de toutes façons, faibles.

CONCLUSION

Nous avons observé des résonances isobares analogues dans les fonctions d'excitation de la diffusion élastique et inélastique de protons sur des noyaux très déformés (des isotopes de l'ytterbium) et des noyaux de transition (des isotopes du gadolinium) de la région des terres rares. Nous avons montré que l'étude des états analogues - jusqu'alors limitée au voisinage des couches fermées où elle s'est révélée un nouvel outil spectroscopique particulièrement puissant - était également très féconde dans le cas de ces noyaux.

L'interprétation et l'analyse des résonances observées, tant en diffusion inélastique qu'en diffusion élastique, est en effet possible, en dépit de la densité d'états parents parfois élevée et de la complexité de certains de ces états. Cette analyse repose essentiellement sur le calcul, dans le cadre du modèle unifié et du modèle de Nilsson, des recouvrements des fonctions d'onde des états de deux isotopes voisins. Les largeurs de particule indépendante ont, par ailleurs, été calculées en étudiant le problème de la diffusion élastique d'un proton par un puits de potentiel optique réel. La méthode employée permet de s'affranchir de la variation du facteur de pénétration à travers les résonances.

Nous avons montré que les "empreintes" d'une bande de rotation d'états analogues sur les différents états de la bande de rotation de l'état fondamental de la cible - c'est-à-dire les images obtenues à partir des largeurs partielles associées aux transitions entre la bande d'états analogues et un état final donné - étaient différentes pour chacun de ces états finals, et très souvent caractéristiques de la bande d'états analogues considérée, et que la diffusion inélastique, qui permet d'atteindre ces "empreintes" sur les états excités, pouvait en principe permettre d'identifier des orbites de Nilsson dans le cas où des ambiguïtés subsistaient après l'analyse des réactions (d,p).

L'aspect des fonctions d'excitation de la diffusion élastique confirme, d'une façon générale, les résultats de l'analyse des réactions (d,p). Cependant, les fonctions d'excitation à 90° ont permis de déceler l'existence d'états de parité positive encore inconnus et de déterminer l'ordre de grandeur de leurs énergies d'excitation. Par ailleurs, l'analyse des résonances quasi isolées qui peuvent être observées a permis d'obtenir des informations quantitatives intéressantes (énergies de résonance, largeurs totales ...) qui furent très utiles par la suite. Les différences d'énergie coulombienne, obtenues à partir de ces énergies de résonance, sont systématiquement plus faibles que les valeurs calculées à l'aide des formules semi-empiriques usuelles ; ces résultats, joints à la systématique de ces différences dans les noyaux lourds ont mis pour la première fois en évidence l'influence de la déformation globale du noyau sur les différences d'énergie coulombienne. Les largeurs totales se placent par ailleurs très bien sur la courbe moyenne $\bar{\Gamma} = f(A)$.

Les fonctions d'excitation des premiers états 2^+ des noyaux pair-pair ont permis de mettre clairement en évidence l'interférence entre les amplitudes résonnantes provenant de la présence des états analogues et une amplitude potentielle bien connue et calculable due à l'excitation coulombienne quadrupolaire électrique.

La méthode d'analyse des sections efficaces de déflexion inélastique purement résonnante que nous avons développée donne, pour les états 4^+ et 6^+ de la bande de rotation de l'état fondamental des noyaux pair-pair, des résultats très satisfaisants : les valeurs absolues des sections efficaces, la forme des fonctions d'excitation et des distributions angulaires sont, dans le cas où les états parents sont connus, bien reproduites. Certains résultats de l'analyse des réactions (d,p) peuvent être précisés (par exemple : identification de la bande de rotation $\frac{3}{2}^-$ - [512] de ^{171}Yb) ou interprétés d'une façon quantitative plus absolue (comme le couplage des états à une quasiparticule aux états de vibration). L'analyse de la diffusion inélastique vers les états de la bande de rotation de l'état fondamental d'un noyau déformé ne permet cependant pas, pas plus que d'autres méthodes, d'identifier complètement tous les états dans les régions de grande densité et de grande complexité, elle peut néanmoins fournir d'utiles indications (telles que, par exemple, la présence probable dans tous les isotopes pair-impair de l'ytterbium, d'états de faible pureté construits sur les orbites $\frac{3}{2}^-$ - [501], $\frac{7}{2}^-$ - [503], ainsi que sur des orbites de parité positive). La diffusion inélastique vers des états plus excités peut, par contre, permettre d'obtenir des informations nouvelles, comme le montrent les fonctions d'excitation de l'état 2^+ construit sur la vibration γ de ^{176}Yb . Etant donné les développements récents très importants des calculs de type microscopique, c'est sans aucun doute la détermination des fonctions d'excitation de ces états plus excités qui présente le plus grand intérêt pour la spectroscopie des noyaux déformés.

REFERENCES

- AB 68 E. ABRAMSON et al., Phys. Lett. 26B (1968) 723.
- AB 69 E. ABRAMSON et al., Phys. Lett. 29B (1969) 304.
- AD 66a A. ADAM et al., dans TA 66.
- AD 66b J.L. ADAMS et al., Nucl. Phys. 89 (1966) 377.
- AD 67 A. ADAM et al., Phys. Lett. 25B (1967) 122.
- AD 69 E.G. ADELBERGER et al., Nucl. Phys. A124 (1969) 49.
- AL 56 K. ALDER et al., Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 432.
- AL 65a D.L. ALLAN, Phys. Lett. 14 (1965) 311.
- AL 65b D.L. ALLAN et al., Phys. Lett. 17 (1965) 56.
- AL 66 D.L. ALLAN et al., Phys. Lett. 21 (1966) 197.
- AL 68a D.L. ALLAN, Nucl. Phys. A114 (1968) 211.
- AL 68b D.L. ALLAN et al., Phys. Lett. 27B (1968) 11.
- AN 61 J.D. ANDERSON et al., Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 250.
- AN 62 J.D. ANDERSON et al., Phys. Rev. 126 (1962) 2170.
- AN 65 J.D. ANDERSON et al., Phys. Rev. 138B (1965) 615.
- AN 66 B.L. ANDERSEN et al., Phys. Lett. 22 (1966) 651.
- AN 68 B.L. ANDERSEN, Nucl. Phys. A112 (1968) 443.
- AS 69 Proceedings of the International Conference on Nuclear Isospin, Asilomar, California, 1969, Academic Press.
- AU 66 E.H. AUERBACH et al., Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 1184.
- AU 68a N. AUERBACH et al., Phys. Lett. 27B (1968) 122.
- AU 68b N. AUERBACH, Phys. Lett. 27B (1968) 127.

- BA 66 G. BASSANI et al., Phys. Lett. 21 (1966) 442.
- BA 67 B.F. BAYMAN, dans Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Varenna, Italie, (1967), Academic Press.

- BA 68 C.J. BATTY et al., Nucl. Phys. A116 (1968) 643.
- BE 36 H.A. BETHE et al., Rev. Mod. Phys. 8 (1936) 82.
- BE 65 D.R. BES et al., Nucl. Phys. 65 (1965) 1.
- BE 66 D.R. BES et al., Nucl. Phys. 86 (1966) 581.
- BE 68a E.M. BERNSTEIN et al., Phys. Lett. 26B (1968) 365.
- BE 68b E.M. BERNSTEIN et al., Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 936.
- BE 69 F.D. BECCHETTI et al., Phys. Rev. 182 (1969) 1190.
- BI 70 L. BIANCHI et al., Compte rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire, 1968-1969, C.E.N. Saclay, Note CEA-1232.
- BL 52 J.M. BLATT et al., Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258.
- BL 65a A.G. BLAIR et al., Phys. Lett. 16 (1965) 57.
- BL 65b C. BLOCH et al., communication privée.
- BL 67a J.L. BLACK et al., Nucl. Phys. A92 (1967) 365.
- BL 67b R. BLOCH et al., Nucl. Phys. A91 (1967) 567.
- BO 67 W. BONDARENKO et al., Nucl. Phys. A102 (1967) 577.
- BO 68a J.P. BONDORF et al., Phys. Lett. 27B (1968) 5.
- BO 68b B. BOSNJAKOVIC et al., Nucl. Phys. A110 (1968) 17.
- BR 64 P. VON BRENTANO et al., Jahresbericht, Heidelberg (1964).
- BR 65 P. VON BRENTANO et al., Jahresbericht, Heidelberg (1965).
- BR 67 G. BRUGE et al., International conference on nuclear structure, Tokyo 1967, Contribution 4.76.
- BU 66 D.G. BURKE et al., Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 35 (1966) n°2
- BU 67a G. BUND et al., International conference on nuclear structure, Tokyo 1967, Contribution 8.95.
- BU 67b M.E. BUNKER et al., Phys. Lett. 25B (1967) 396.
- BU 67c D.G. BURKE et al., Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 36 (1967) n°6.
- CE 68 J. CERNY, Rapport UCRL 18106 (1968) ; et Ann. Rev. Nucl. Sci., 18 (1968) 27.
- CH 67 C. CHASMAN et al., Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 219.

- CH 68 G. CHILOSI et al., Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 159.
- CL 65 C.F. CLEMENT et al., Nucl. Phys. 66 (1965) 273 et 293.
- CO 68 E.R. COSMAN et al., Nucl. Phys. A108 (1968) 519.
- CO 69a R. COKER et al., Phys. Rev. 182 (1969) 1277.
- CO 69b M. COSACK et al., Nucl. Phys. A136 (1969) 532.
- CU 68 N. CUE et al., Phys. Rev. 173 (1968) 1108.
- DA 67 D.H. DAVIS et al., Nucl. Phys. B1 (1967) 434.
- DE 66 A.F.R. DETOLEDO PIZA et al., Nucl. Phys. 89 (1966) 369.
- DU 69 G.C. DUTT et al., Phys. Rev. 180 (1969) 1222.
- DZ 63 V.A. DZHRBASHYAN, J.E.T.P. 17 (1963) 109.
- DZ 68 T.G. DZUBAY et al., Bull. Am. Phys. Soc. 13 (1968) 1403.
- EL 65 A.J. ELWYN et al., Argonne National Laboratory Summary Report ANL 7081 (1965)
- EL 69 A.J. ELWYN et al., Nucl. Phys. A123 (1969) 33.
- EN 67 P.M. ENDT, Dacca Seminar on Nuclear Structure, 1967.
- ER 63 T. ERICSON, Ann. Phys. 23 (1969) 390.
- ER 66 T. ERICSON et al., Ann. Rev. Nucl. Sci. 16 (1966) 183.
- FA 66a A. FAESSLER et al., Phys. Rev. 148 (1966) 1003.
- FA 66b S. FALLIEROS, J. Franklin Inst. 281 (1966) 179.
- FE 58 H. FESHBACH, Ann. of Phys. 5 (1958) 357.
- FE 62 H. FESHBACH, Ann. of Phys. 19 (1962) 287.
- FE 65 R.A. FERRELL et al., Phys. Rev. Lett. 16 (1965) 187.
- FE 67 H. FESHBACH et al., Ann. of Phys. 41 (1967) 230.
- FE 68 A.T.G. FERGUSON et al., Nucl. Phys. A111 (1968) 423.
- FI 69 S. FIARMAN et al., Nucl. Phys. A131 (1969) 267.
- FO 64 J.D. FOX et al., Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 198.
- FO 67 P. FOISSEL, Thèse de 3ème cycle, Orsay, 1967.

- FO 70 P. FOISSEL, Toutes les références de cette systématique ne peuvent pas être publiées ici, faute de place. Elles seront communiquées à toute personne qui en fera la demande.
- FR 61 J.B. FRENCH et al., Nucl. Phys. 26 (1961) 168.
- FU 65 H.W. FULBRIGHT et al., Nucl. Phys. 70 (1965) 553.
- FU 69 L. FUNKE et al., Nucl. Phys. A130 (1969) 333.
- GA 66 G.T. GARVEY et al., Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 197.
- GA 67 F.A. GAREEV et al., preprint P4-3607, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1967.
- GA 68 J. GASTBOIS, Thèse, Orsay, 1968, Rapport CEA-R-3571.
- GO 59 J.B. GOLDFARB, dans Nuclear Reactions, Vol. I, édité par P.M. Endt et M. Demeur, North Holland Publ. Co., 1959.
- GR 62 T.A. GRIFFY et al., Nucl. Phys. 32 (1962) 273.
- GR 63 T.A. GRIFFY et al., Nucl. Phys. 47 (1963) 691.
- GR 69a G. GRAW et al., Phys. Lett. 30B (1969) 465.
- GR 69b E. GROSSE et al., Z. Physik, 218 (1969) 213.
- HA 67 M. HARCHOL et al., Nucl. Phys. A90 (1967) 473.
- HA 68 H.L. HARNEY, Nucl. Phys. A119 (1968) 591.
- HA 69 J.C. HARDY et al., Phys. Rev. 183 (1969) 854.
- HA 70 H.L. HARNEY et al., Nucl. Phys. (à paraître).
- HE 66 E.M. HENLEY, dans TA 66.
- HE 67 K.T. HECHT, Nucl. Phys. A102 (1967) 11.
- HE 68 K.T. HECHT, Nucl. Phys. A114 (1968) 280.
- HO 67 R.A. HOFFSWELL et al., Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 754.
- IG 69 G.J. IGO et al., Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 724.
- IK 64 H. IKEGAMI et al., Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 26.

- JA 65 J. JÄNECKE, Nucl. Phys. 73 (1965) 97.
- JA 66 J. JÄNECKE, Z. Physik, 196 (1966) 477.
- JA 69 J. JÄNECKE, dans Isospin in Nuclear Physics, édité par D.H. Wilkinson, North-Holland, Publishing Co., Chapitre 8.
- JO 64 G.A. JONES et al., Phys. Lett. 11 (1964) 329.
- KA 66 C.D. KAVALOVSKY et al., Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 807.
- KE 56 A.K. KERMAN, Dan. Mat. Fys. Medd. Vid. Selsk. 30 (1956) n°15.
- KE 65 R.A. KENEFICK et al., Phys. Rev. 139 (1965) 1479.
- KE 66 G.A. KEYWORTH et al., Phys. Lett. 20 (1966) 261.
- KE 67 J. KERN et al., Nucl. Phys. A104 (1967) 642.
- KO 58 O. KOFOED-HANSEN, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 449.
- KO 67 J. KORMICKI et al., Nucl. Phys. A102 (1967) 253.
- KO 68 A.A. KORNEICHUK et al., preprint E4-4075, Joint Institute for Nuclear Research Dubna 1968.
- KU 68 K. KUMAR et al., Nucl. Phys. A122 (1968) 273 et réf.
- LA 61 A.M. LANE et al., Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 420.
- LA 62 A.M. LANE et al., Nucl. Phys. 37 (1962) 506.
- LA 64 B.T. LAWERGREN et al., Phys. Lett. 13 (1964) 61.
- LA 68a J.M. LAGET, Thèse, Paris, 1968, Rapport CEA-R-3572.
- LA 68b A. LANGSFORD et al., Nucl. Phys. A113 (1968) 433.
- LA 68c B.T. LAWERGREN et al., Nucl. Phys. A108 (1968) 325.
- LE 68 G.H. LENZ et al., Nucl. Phys. A112 (1968) 625.
- LI 68a K.P. LIEB et al., Z. Physik, 217 (1968) 213.
- LI 68b A. LINDNER, Z. Physik, 211 (1968) 195.
- LI 69 K.P. LIEB et al., Phys. Rev. 182 (1969) 1341.
- LO 66 D.D. LONG et al., Phys. Rev. 149 (1966) 906.
- LU 60 H. LUSTIG, Phys. Rev. 117 (1960) 1317.
- LY 67 U. LYNEN et al., Phys. Lett. 25B (1967) 9.

- MA 60 M.H. MAC FARLANE et al., Rev. Mod. Phys. 32 (1960) 567.
- MA 66 M.H. MAC FARLANE, dans TA 66.
- MA 67 C. MAHAUX et al., Nucl. Phys. A94 (1967) 1.
- MA 68 L.A. MALOV et al., preprint P4-4073, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1968.
- MA 69a C. MAHAUX et al., Shell-Model approach to nuclear reactions, North-Holland Publishing Company, 1969.
- MA 69b C. MAHAUX et al., Nucl. Phys. A130 (1969) 481.
- ME 68a A. MEKJIAN et al., Nucl. Phys. A121 (1968) 385.
- ME 68b R.A. MEYER, Phys. Rev. 170 (1968) 1089.
- ME 69 A. MEKJIAN, Phys. Rev. 184 (1969) 1031.
- MI 63 M. MICU, Act. Phys. Pol. 23 (1963) 305.
- MO 66a C.F. MOORE et al., Phys. Lett. 22 (1966) 616.
- MO 66b C.F. MOORE et al., Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 804.
- MO 66c C.F. MOORE et al., Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 926.
- MO 67a C.F. MOORE et al., Phys. Rev. 164 (1967) 1559.
- MO 67b C.F. MOORE et al., Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 345.
- NA 69 A.T. NAMENSON et al., Phys. Rev. 183 (1969) 983.
- NI 55 S.G. NILSSON, Dan. Mat. Fys. Medd. 29 (1955) n°16.
- NI 62 O.B. NIELSEN, Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf. (1962) 317.
- NI 65 S.G. NILSSON, dans Lectures in theoretical Physics, Boulder (1965), University of Colorado Press.
- NI 67 S.G. NILSSON, dans Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Varenna, Italie (1967), Academic Press.
- NO 68 J.A. NOLEN et al., Phys. Lett. 27B (1968) 1.
- NO 69 J.A. NOLEN et al., Rapport Technique 70-035, University of Maryland, et Ann. Rev. Nucl. Sci. 19 (1969) 471.
- PA 69 W.C. PARKINSON et al., Phys. Rev. 178 (1969) 1976.
- PE 54 D.C. PEASLEE, Phys. Rev. 95 (1954) 717.
- PI 64 W.T. PINKSTON, Nucl. Phys. 53 (1964) 643.

- RA 58 A.J. RASSEY, Phys. Rev. 109 (1958) 949.
- RI 64 P. RICHARD et al., Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 343.
- RI 68 P. RICHARD et al., Phys. Rev. 171 (1968) 1308.
- RI 69 P. RICHARD et al., Phys. Lett. 29B (1969) 649.
- RO 65a D. ROBSON et al., Phys. Lett. 18 (1965) 86.
- RO 65b D. ROBSON, Phys. Rev. 137 (1965) B535.
- RO 66 P. RÖPER, Z. Physik, 195 (1966) 316.
- SA 58 G.R. SATCHLER, Ann. Phys. 3 (1958) 275.
- SC 63 J.P. SCHIFFER, Nucl. Phys. 46 (1963) 246.
- SC 65a R. SCHERR et al., Phys. Rev. 139 (1965) B1272.
- SC 65b J.P. SCHIFFER, dans Proceedings of the conference on bases for Nuclear spin-parity assignments, Gatlinburg, (1965), Academic Press.
- SC 66 R. SCHERR et al., Phys. Lett. 20 (1966) 392.
- SC 67 E.J. SCHNEID et al., Phys. Rev. 161 (1967) 1208.
- SE 68 H. SEITZ, Thèse, Heidelberg (1968).
- SH 67 R.K. SHELINE et al., Phys. Lett. 26B (1967) 14.
- SH 68a R.K. SHELINE, Nuclear Structure Dubna Symposium, 1968.
- SH 68b K. SHODA et al., Phys. Lett. 28B (1968) 30.
- SH 69a C. SHIN et al., Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1124.
- SH 69b K. SHODA et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 800.
- SI 65 P.P. SINGH et al., Nucl. Phys. 65 (1965) 577.
- SL 65 L.A. SLIV et al., Phys. Lett. 16 (1965) 176.
- SO 63 V.G. SOLOVIEV et al., Phys. Lett. 6 (1963) 126.
- SO 64 V.G. SOLOVIEV et al., Nucl. Phys. 59 (1964) 145.
- SO 67a V.G. SOLOVIEV et al., Nucl. Phys. A92 (1967) 449 et réf.
- SO 67b G. SOUCHERE, Compte rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire, 1967-1968, C.E.N. Saclay, Note CEA-N-1032.
- ST 68a N. STEIN et al., Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 113.
- ST 68b N. STEIN et al., Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 1456.

- TA 66 Isobaric Spin in Nuclear Physics, édité par J.D. Fox et D. Robson (Academic Press, New York, 1966).
- TA 68 H. TAKETANI et al., Phys. Lett. 26B (1968) 660.
- TE 52 T. TEICHMANN et al., Phys. Rev. 87 (1952) 123.
- TE 69 B. TEITELMAN et al., Phys. Rev. 177 (1969) 1656.
- TH 67 W.J. THOMPSON et al., Technical Report n°10, Florida State University, Tallahassee 1967.
- TH 68 N. THURLOW, Nucl. Phys. A109 (1968) 471.
- TJ 67 P.O. TJØM et al., Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 36 (1967) n°8.
- VA 67 C. VAN DER LEUN et al., Nucl. Phys. A100 (1967) 316.
- VE 63 M.N. VERGNES et al., Phys. Rev. 132 (1963) 1736.
- VE 67 C.J. VEJE, communication privée.
- VE 68 L. VEESER et al., Nucl. Phys. A115 (1968) 172.
- VI 68 G.B. VINGIANI et al., Phys. Lett. 26B (1968) 285.
- VO 62 E. VOGT, Rev. Mod. Phys. 34 (1962) 723.
- VO 69a G. VOURVOPOULOS et al., Phys. Rev. 177 (1969) 1558.
- VO 69b G. VOURVOPOULOS et al., Phys. Rev. 177 (1969) 1789.
- WE 67 H.A. WEIDENMÜLLER, Nucl. Phys. A99 (1967) 289.
- WH 68 W.R. WHARTON et al., Phys. Rev. 176 (1968) 1424.
- WH 69a W.R. WHARTON et al., Phys. Lett. 30B (1969) 33.
- WH 69b S. WHINERAY et al., preprint.
- WI 58 E.P. WIGNER, Proc. Robert A. Welch Found. Conf. Chem. Res., (1958), vol. 1, p. 88.
- WI 66 D.H. WILKINSON, Proceedings of the Tallahassee Conference on Isobaric spin in nuclear Physics (New York 1966) p. 30.
- WI 67 M. WIESEN et al., Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 597.
- WI 68 N. WILLIAMS et al., Bull. Am. Phys. Soc. 13 (1968) 105.

- YA 66 A.I. YAVIN et al., Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 1049.
- ZA 67 S.A.A. ZAIDI et al., Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1446.
- ZA 68 S.A.A. ZAIDI et al., Phys. Rev. 165 (1968) 1312.
- ZH 66 K.M. ZHELESNOVA et al., preprint D 2157, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1966.

Tableau 1

Description microscopique des états de vibration
quadrupolaire de ^{172}Yb [ZH66]

Etats de vibration γ ($\lambda=2$, $\mu=2$)				Etats de vibration β ($\lambda=2$, $\mu=0$)			
ν	ω	$\psi_{\nu\omega}$	$\phi_{\nu\omega}$	ν	ω	$\psi_{\nu\omega}$	$\phi_{\nu\omega}$
$\frac{5}{2}-[523]$	$\frac{1}{2}-[521]$	-34	-12	$\frac{11}{2}-[505]$	$\frac{11}{2}-[505]$	+23	+14
$\frac{1}{2}-[530]$	$\frac{5}{2}-[512]$	-4	-2	$\frac{3}{2}-[532]$	$\frac{3}{2}-[532]$	+72	+47
$\frac{1}{2}-[521]$	$\frac{5}{2}-[512]$	+1409	+3	$\frac{1}{2}+[660]$	$\frac{1}{2}+[660]$	+107	+69
$\frac{5}{2}-[512]$	$\frac{1}{2}-[510]$	-51	-20	$\frac{3}{2}+[651]$	$\frac{3}{2}+[651]$	+120	+73
$\frac{3}{2}-[532]$	$\frac{7}{2}-[514]$	-6	-3	$\frac{3}{2}-[521]$	$\frac{3}{2}-[521]$	+88	+49
$\frac{7}{2}-[514]$	$\frac{3}{2}-[512]$	-21	-9	$\frac{5}{2}+[642]$	$\frac{5}{2}+[642]$	+152	+81
$\frac{11}{2}-[505]$	$\frac{7}{2}-[503]$	-20	-13	$\frac{5}{2}-[523]$	$\frac{5}{2}-[523]$	+120	+59
$\frac{1}{2}+[660]$	$\frac{5}{2}+[642]$	-3	-2	$\frac{7}{2}+[633]$	$\frac{7}{2}+[633]$	+374	+104
$\frac{5}{2}+[642]$	$\frac{1}{2}+[651]$	+6	+4	$\frac{1}{2}-[521]$	$\frac{1}{2}-[521]$	+720	+111
$\frac{5}{2}+[642]$	$\frac{1}{2}+[640]$	-13	-8	$\frac{5}{2}-[512]$	$\frac{5}{2}-[512]$	-881	-105
$\frac{1}{2}+[651]$	$\frac{7}{2}+[633]$	-9	-4	$\frac{7}{2}-[514]$	$\frac{7}{2}-[514]$	-154	-74
$\frac{5}{2}+[642]$	$\frac{9}{2}+[624]$	-14	-6	$\frac{9}{2}+[624]$	$\frac{9}{2}+[624]$	-111	-60
$\frac{3}{2}-[521]$	$\frac{1}{2}-[521]$	-30	-12	$\frac{1}{2}-[510]$	$\frac{1}{2}-[510]$	-96	-60
$\frac{3}{2}-[512]$	$\frac{1}{2}-[510]$	-12	-6	$\frac{3}{2}-[512]$	$\frac{3}{2}-[512]$	-80	-54
$\frac{3}{2}+[651]$	$\frac{1}{2}+[651]$	-8	-5	$\frac{5}{2}-[523]$	$\frac{5}{2}-[512]$	+26	+10
$\frac{9}{2}-[514]$	$\frac{5}{2}-[512]$	-14	-9	$\frac{1}{2}+[660]$	$\frac{1}{2}+[651]$	+60	+42

Tableau II

Composition isotopique des cibles d'ytterbium utilisées

Isotope	Abondance naturelle (en %)	Abondance des isotopes enrichis (en %)				
		^{170}Yb	^{171}Yb	^{172}Yb	^{174}Yb	^{176}Yb
168	0,135	<0,1	<0,02	<0,01	<0,01	<0,01
170	3,03	85,4	0,27	0,15	0,05	0,05
171	14,31	5,42	95,96	2,57	0,41	0,32
172	21,82	3,66	2,03	91,5	0,99	0,52
173	16,13	1,93	0,63	3,46	2,2	0,56
174	31,84	2,86	0,91	2,02	95,8	2,12
176	12,73	0,75	0,20	0,28	0,57	96,43

Tableau III

Composition isotopique des cibles de gadolinium utilisées

Isotope	Abondance naturelle (en %)	Abondance des isotopes enrichis (en %)			
		^{154}Gd	^{156}Gd	^{158}Gd	^{160}Gd
152	0,2	<0,10	<0,02	<0,05	<0,02
154	2,15	66,95	<0,02	<0,05	<0,02
155	14,73	17,42	0,67	0,25	0,14
156	20,47	7,16	97,01	0,56	0,22
157	15,68	3,13	1,16	0,81	0,24
158	24,87	3,47	0,83	97,58	0,69
160	21,90	1,88	0,34	0,81	98,71

Tableau IV

Résonances quasi isolées observées en diffusion élastique

Noyau cible	Etats parents		Etats analogues						S _{pp}	S _{dp}		B(n) (MeV) [NA69 BU66 TJ67]	ΔE _c ^{exp} (MeV)	ΔE _c ^{AW} (MeV)
	J ^π (K ^π [Nn _z ,Λ])	E _{exc} (MeV)	ℓ _p	j _p	E _{rés} ^{lab} (MeV)	E _{rés} ^{lab} [WH69b]	Γ (keV)	Γ _p (keV)		exp.	thé.			
¹⁷⁰ Yb	$\frac{1}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,0	1	$\frac{1}{2}$	10,530 ± 0,020	10,500 ± 0,020	120 ± 30	7 ± 2	0,12	0,130,25	6,616 ± 0,003	17,084 ± 0,023	17,210	
	$\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	0,995	1	$\frac{3}{2}$	11,510 ± 0,020		130 ± 30	6 ± 2	0,06	0,090,21		17 064 ± 0,023		
¹⁷² Yb	$\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	1,073	1	$\frac{3}{2}$	11,780 ± 0,020	11,735 ± 0,015	150 ± 30	13 ± 4	0,11	0,160,21	6,365 ± 0,003	17,003 ± 0,023	17,140	
¹⁷⁴ Yb	$\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	0,552	1	$\frac{3}{2}$	11,720 ± 0,020	11,696 ± 0,015	150 ± 30	14 ± 4	0,14	0,180,21	5,819 ± 0,003	16,920 ± 0,023	17,070	
¹⁷⁶ Yb	$\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	0,379	1	$\frac{3}{2}$	11,720 ± 0,020	11,727 ± 0,015	150 ± 20	15 ± 4	0,15	0,170,21	5,562 ± 0,012	16,837 ± 0,032	17,000	
	$\frac{3}{2}^-(\frac{3}{2}^-[501])$	1,362	1	$\frac{3}{2}$	12,730 ± 0,020		160 ± 30	25 ± 6	0,15	0,350,43		16,858 ± 0,032		
¹⁵⁸ Gd	$\frac{1}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,507	1	$\frac{1}{2}$	10,580 ± 0,020						5,942 ± 0,010	15,948 ± 0,030	16,060	
	$\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	1,602	1	$\frac{3}{2}$	11,680 ± 0,020							15,946 ± 0,030		

Tableau V

Résonances analogues dans ^{173}Lu

Etats parents [BU66,GA68]			Etats analogues	
$J\pi(K\pi[Nn_z, \Lambda])$	$E_{\text{exc}}(\text{MeV})$	u^2	hypothèses de calcul	$E_{\text{rés}}^{\text{lab}}(\text{MeV})$
$\frac{5}{2}^-(\frac{5}{2}^-[512])$	0,0	0,50		10,701
$\frac{7}{2}^-(\frac{5}{2}^-[512])$	0,079	0,50		10,780
$\frac{9}{2}^-(\frac{5}{2}^-[512])$	0,179	0,50		10,881
$\frac{11}{2}^-(\frac{5}{2}^-[512])$	0,301	0,50		11,004
$\frac{1}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,398	0,12		11,101
$\frac{9}{2}^+(\frac{7}{2}^+[633])$	0,410	0,12		11,113
$\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,462	0,12		11,166
$\frac{5}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,478	0,12		11,182
$\frac{13}{2}^+(\frac{7}{2}^+[633])$	0,600	0,12		11,304
$\frac{7}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,620	0,12		11,325
$\frac{7}{2}^-(\frac{7}{2}^-[514])$	0,630	0,92		11,335
$\frac{9}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,655	0,12		11,360
$\frac{9}{2}^-(\frac{7}{2}^-[514])$	0,743	0,92		11,448
$\frac{11}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,875	0,12		11,581
$\frac{1}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	1,031	0,94		11,738 (1)
$\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	1,073	0,94		11,780 (1)
$\frac{5}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	1,120	0,94		11,828 (1)
$\frac{7}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	1,221	0,94		11,929 (1)
$\frac{3}{2}^-(\frac{3}{2}^-[521])$	1,224	0,04		11,932
$\frac{9}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	1,306	0,94		12,014 (1)

Tableau V (suite)

Etats parents [BU66,GA68]			Etats analogues	
$J^\pi(K^\pi[Nn_z, \Lambda])$	$E_{exc} \text{ (MeV)}$	u^2	hypothèses de calcul	$E_{rés}^{lab} \text{ (MeV)}$
$\frac{3}{2}^-(\frac{3}{2}^-[512])$	1,340	0,97		12,049
$\frac{7}{2}^-(\frac{3}{2}^-[521])$	1,354	0,04		12,063
$\frac{5}{2}^-(\frac{3}{2}^-[512])$	1,404	0,97		12,113
$\frac{7}{2}^-(\frac{3}{2}^-[512])$	1,416	0,97		12,206
$\frac{9}{2}^-(\frac{3}{2}^-[512])$	1,605	0,97		12,315
$\frac{1}{2}^-(\frac{1}{2}^-[501]) ? (\lambda=1)$	1,665	$\sim 1,0$	$\left\{ \begin{array}{l} \frac{3}{2}^-(\frac{3}{2}^-[501]) \\ \text{ou} \\ \frac{1}{2}^-(\frac{1}{2}^-[501]) \end{array} \right.$	12,376 (2)
	1,714	$\sim 1,0$	$\frac{7}{2}^-(\frac{7}{2}^-[503])$	12,425 (2)
	1,735	$\sim 1,0$	$\left\{ \begin{array}{l} \frac{5}{2}^-(\frac{3}{2}^-[501]) \\ \text{ou} \\ \frac{3}{2}^-(\frac{1}{2}^-[501]) \end{array} \right.$	12,446 (2)
	1,765			
	1,790			
		$\sim 1,0$	$\left\{ \begin{array}{l} \frac{7}{2}^-(\frac{3}{2}^-[501]) \\ \text{ou} \\ \frac{5}{2}^-(\frac{1}{2}^-[501]) \end{array} \right.$	12,545 (2)
		$\sim 1,0$	$\left\{ \begin{array}{l} \frac{9}{2}^-(\frac{3}{2}^-[501]) \\ \text{ou} \\ \frac{7}{2}^-(\frac{1}{2}^-[501]) \end{array} \right.$	12,671 (2)
		$\sim 1,0$	$\left\{ \begin{array}{l} \frac{11}{2}^-(\frac{3}{2}^-[501]) \\ \text{ou} \\ \frac{9}{2}^-(\frac{1}{2}^-[501]) \end{array} \right.$	12,846 (2)

(1) Pour $^{172}\text{Yb}(p,p_2)^{172}\text{Yb}^*_{(4+)}$, l'accord entre le calcul et l'expérience est amélioré en augmentant ces énergies de 40 keV et en prenant $\Gamma = 160$ keV.

(2) Pour $^{172}\text{Yb}(p,p_2)^{172}\text{Yb}^*_{(4+)}$, l'accord entre le calcul et l'expérience est amélioré en diminuant ces énergies de 20 keV.

Résonances analogues dans ^{175}Lu

Etats parents [BU66,GA68]			Etats analogues	
$J^\pi(K^\pi[Nn_z, \Lambda])$	$E_{\text{exc}}(\text{MeV})$	u^2	hypothèses de calcul	$E_{\text{rés}}^{\text{lab}}(\text{MeV})$
$\frac{7}{2}^-(\frac{7}{2}^-[514])$	0,0	0,50		11,165
$\frac{9}{2}^-(\frac{7}{2}^-[514])$	0,101	0,50		11,267
$\frac{11}{2}^-(\frac{7}{2}^-[514])$	0,225	0,50		11,391
$\frac{9}{2}^+(\frac{9}{2}^+[624])$	0,260	0,83		11,426
$\frac{1}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	0,511	0,92		11,679 (1)
$\frac{13}{2}^+(\frac{9}{2}^+[624])$	0,516	0,83		11,684
$\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	0,552	0,92		11,720 (1)
$\frac{5}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	0,600	0,92		11,768 (1)
$\frac{5}{2}^-(\frac{5}{2}^-[512])$	0,663	0,08		11,802
$\frac{7}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	0,694	0,92		11,863 (1)
$\frac{7}{2}^-(\frac{5}{2}^-[512])$	0,723	0,08		11,892
$\frac{9}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	0,773	0,92		11,942 (1)
$\frac{3}{2}^-(\frac{3}{2}^-[512])$	0,809	0,93		11,979
$\frac{9}{2}^-(\frac{5}{2}^-[512])$	0,837	0,08		12,007
$\frac{5}{2}^-(\frac{3}{2}^-[512])$	0,868	0,93		12,038
$\frac{1}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,913	0,06		12,083
$\frac{7}{2}^-(\frac{3}{2}^-[512])$	0,954	0,93		12,124
$\frac{11}{2}^-(\frac{5}{2}^-[512])$	0,977	0,08		12,148
$\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,984	0,06		12,155
$\frac{5}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	1,004	0,06		12,175
$\frac{9}{2}^-(\frac{3}{2}^-[512])$	1,061	0,93		12,232
$\frac{9}{2}^+(\frac{7}{2}^+[633])$	1,088	0,05		12,259
$\frac{7}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	1,166	0,06		12,338

Tableau VII

Résonances analogues dans ^{177}Lu

Etats parents [VE63,BU66]			Etats analogues		
$J\pi (K\pi [Nn_z, \Lambda])$	$E_{\text{exc}} (\text{MeV})$	u^2	$E_{\text{rés}}^{\text{lab}} (\text{MeV})$	hypothèses de calcul	$E_{\text{rés}}^{\text{lab}} (\text{MeV})$
$\frac{9}{2}^+ (\frac{9}{2}^+ [624])$	0,0	0,67			
$\frac{7}{2}^- (\frac{7}{2}^- [514])$	0,111	0,06			
$\frac{11}{2}^+ (\frac{9}{2}^+ [624])$	0,123	0,67			
$\frac{9}{2}^- (\frac{7}{2}^- [514])$	0,222	0,06			
$\frac{13}{2}^+ (\frac{9}{2}^+ [624])$	0,268	0,67			
$\frac{1}{2}^- (\frac{1}{2}^- [510])$	0,335	0,83			
$\frac{3}{2}^- (\frac{1}{2}^- [510])$	0,379	0,83	11,738 (1)		
$\frac{5}{2}^- (\frac{1}{2}^- [510])$	0,424	0,83	11,785 (1)		
$\frac{7}{2}^- (\frac{1}{2}^- [510])$	0,530	0,83	11,887 (1)		
$\frac{9}{2}^- (\frac{1}{2}^- [510])$	0,615	0,83			
$\frac{3}{2}^- (\frac{3}{2}^- [512])$	0,708	1,0	12,070 (2)		
$\frac{5}{2}^- (\frac{3}{2}^- [512])$	0,774	1,0	12,134 (2)		
$\frac{7}{2}^- (\frac{3}{2}^- [512])$	0,867	1,0	12,230 (2)		
$\frac{9}{2}^- (\frac{3}{2}^- [512])$	0,976	1,0			
$\frac{7}{2}^- (\frac{7}{2}^- [503])$	1,222	1,0	12,590		
$\frac{3}{2}^- (\frac{3}{2}^- [501])$	1,362	1,0	12,730	$\frac{1}{2}^+ (\frac{1}{2}^+ [651])$	12,730
				$\frac{3}{2}^+ (\frac{1}{2}^+ [651])$	12,756

Tableau VII (suite)

Etats parents [VE63,BU66]			Etats analogues		
$J\pi(K\pi[Nn_z,A])$	$E_{exc} (MeV)$	u^2	$E_{rés}^{lab} (MeV)$	hypothèses de calcul	$E_{rés}^{lab} (MeV)$
$\frac{5}{2}- (\frac{3}{2}- [501])$	1,447	1,0	12,814		
	1,496				
$\frac{7}{2}- (\frac{3}{2}- [501])$		1,0	12,933	$\frac{5}{2}+ (\frac{1}{2}+ [651])$	12,878
				$\frac{7}{2}+ (\frac{1}{2}+ [651])$	12,889
	1,567				
				$\frac{9}{2}+ (\frac{1}{2}+ [651])$	12,994
	1,928				
	2,000				
	2,168				
2,437					

(1) Pour $^{176}Yb(p,p_2)^{176}Yb^*_{(4+)}$, l'accord entre le calcul et l'expérience a été amélioré en augmentant ces énergies de 70 keV.

(2) Pour $^{176}Yb(p,p_2)^{176}Yb^*_{(4+)}$, l'accord entre le calcul et l'expérience a été amélioré en augmentant ces énergies de 80 keV.

Tableau VIII

Résonances analogues dans ^{171}Lu

Etats parents [BU66,GA68]			Etats analogues		
$J^\pi(K^\pi[Nn_z, \Lambda])$	$E_{\text{exc}}(\text{MeV})$	u^2	hypothèses de calcul	$E_{\text{rés}}^{\text{lab}}(\text{MeV})$	a_i^2
$\frac{1}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,0	0,50			
$\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,067	0,50			
$\frac{5}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,076	0,50			
$\frac{5}{2}^-(\frac{5}{2}^-[512])$	0,121	0,70			
$\frac{9}{2}^+(\frac{7}{2}^+[633])$	0,168	0,25			
$\frac{7}{2}^-(\frac{5}{2}^-[512])$	0,208	0,70			
$\frac{7}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,230	0,50			
$\frac{9}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,250	0,50			
$\frac{9}{2}^-(\frac{5}{2}^-[512])$	0,318	0,70			
$\frac{13}{2}^+(\frac{7}{2}^+[633])$	0,369	0,25			
$\frac{11}{2}^-(\frac{5}{2}^-[512])$	0,449	0,70			
$\frac{11}{2}^-(\frac{1}{2}^-[521])$	0,486	0,50			
$\frac{7}{2}^-(\frac{7}{2}^-[514])$	0,838	0,93			
$\frac{3}{2}^-(\frac{3}{2}^-[521])$	0,902	0,06			
$\left\{ \begin{array}{l} \frac{9}{2}^-(\frac{7}{2}^-[514]) \\ \frac{1}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510]) \end{array} \right.$	0,945	0,93 0,94			
$\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	0,995	0,94		11,510 (1)	0,48
$\frac{5}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	1,052	0,94		11,568 (1)	0,48
$\frac{7}{2}^-(\frac{3}{2}^-[521])$	1,079	0,06			
$\frac{7}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	1,144	0,94		11,661 (1)	0,48
$\frac{9}{2}^-(\frac{1}{2}^-[510])$	1,254	0,94			

Tableau VIII (Suite)

Etats parents [BU66,GA68]			Etats analogues		
$J\pi(K\pi[Nn_z, \Lambda])$	$E_{exc} \text{ (MeV)}$	u^2	hypothèses de calcul	$E_{rés}^{lab} \text{ (MeV)}$	a_i^2
$\ell = 1$	1,328	0,96	$\frac{3}{2} - (\frac{3}{2} - [512])$	11,838	0,66
$\ell = 3$	1,395	0,96	$\frac{5}{2} - (\frac{3}{2} - [512])$	11,905	0,66
$\ell = 3$	1,486	0,96	$\frac{7}{2} - (\frac{3}{2} - [512])$	11,996	0,66
	1,588	0,96	$\frac{9}{2} - (\frac{3}{2} - [512])$	12,094	0,66
$\ell = 1$	1,627	1,0	$\frac{3}{2} - (\frac{3}{2} - [501]) ?$	12,140	1,0
$\ell = 1$	1,671	1,0	$\frac{3}{2} - (\frac{3}{2} - [501]) ?$	12,180	1,0
$(\ell = 3) ?$	1,730	1,0	$\frac{5}{2} - (\frac{3}{2} - [501])$	12,240	1,0
	1,765	1,0			
$(\ell = 3) ?$	1,840	1,0	$\frac{7}{2} - (\frac{3}{2} - [501])$	12,350	1,0
(1) Pour $^{170}\text{Yb}(p, p_2)^{170}\text{Yb}^*_{(4+)}$, l'accord entre le calcul et l'expérience est amélioré en augmentant ces énergies de 50 keV.					

LEGENDES DES FIGURES

- Fig. 1 - Représentation schématique des excitations conservant le spin isobarique ((a) et (b)), et des excitations ne conservant pas le spin isobarique ((c) et (d)). Les couches complètes sont représentées par des bandes hachurées (les protons à gauche, les neutrons à droite), les nucléons des couches incomplètes par des croix, les trous de particule par des cercles.
- Fig. 2 - Représentation schématique de la fonction d'onde de l'état analogue d'un état de particule. Voir la légende de la fig. 1.
- Fig. 3 - Etats analogues de spin isobarique dans les noyaux moyens et lourds. La densité des états normaux du noyau analogue au voisinage des états analogues est très élevée et n'est représentée ici qu'à titre purement suggestif. Les grandeurs énergétiques utiles sont reportées sur la droite du schéma (la différence de masse neutron-proton a toutefois été ici négligée).
- Fig. 4 - Différents modes d'excitation des états analogues de spin isobarique. Les différentes réactions ayant permis de mettre en évidence les états analogues dans le noyau ${}_{Z+1}^{A+1}\mathcal{N}$ sont portées auprès du noyau cible correspondant. Les réactions permettant d'observer les états analogues en tant que résonances sont soulignées ; celles qui sont interdites par la conservation du spin isobarique (dans la voie d'entrée ou dans la voie de sortie) sont encadrées ; celles qui procèdent par un couplage de voies sont entre crochets. Quelques autres réactions, mettant en jeu des particules légères, mais non encore étudiées, ont été indiquées entre parenthèses.
- Fig. 5 - Représentation schématique d'un état du continu à une particule χ_E^c (a), d'un état doorway ϕ_d^c (b) et d'un état hallway ϕ_h^c (c) pour la voie c.
- Fig. 6 - Variation de la largeur totale moyenne des résonances analogues observées par les réactions (p,p), (p,p') et (p,n) en fonction de $Z^2/A^{1/3}$ [FO 70]. La courbe en trait plein ne constitue ici qu'un guide visuel.
- Fig. 7 - Variation des rapports $\overline{\Sigma\Gamma}_p/\overline{\Gamma}$ (représentés par des croix) et $\overline{\Gamma}_p/\overline{\Gamma}$ (représentés par des points) en fonction de A. $\overline{\Sigma\Gamma}_p$ représente ici la valeur moyenne de la somme des largeurs partielles de diffusion élastique et inélastique [FO 70].
- Fig. 8 - Etats analogues et diffusion élastique et inélastique de protons ; (a) : cas où l'état parent est un état à une particule ; (b) : cas où l'état parent est un état 2 particules-1 trou.
- Fig. 9 - Etats analogues et diffusion élastique et inélastique de protons ; cas où

l'état parent peut être décrit comme la superposition de configurations où un neutron est couplé à différents états de la cible (représentés par des hachures différentes).

Fig. 10 - Formes des résonances calculées à l'aide de l'expression (7,13) de la référence [BL 52] pour $^{172}\text{Yb} + p$, avec $E_R = 12,000 \text{ MeV}$, $\Gamma = 100 \text{ keV}$ et $\Gamma_p = 30 \text{ keV}$.

Fig. 11 - Variation des différences d'énergie coulombienne expérimentales en fonction de $\bar{Z}/A^{1/3}$ [FO 70]. La droite en trait plein représente la formule semi-empirique d'Anderson et Wong (I,7).

Fig. 12 - Bandes de rotation bâties sur les états fondamentaux des isotopes pair-pair de l'ytterbium. Les énergies calculées à l'aide de l'expression $E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I(I+1) + D[I(I+1)]^2$ (colonnes de droite) seront comparées aux énergies expérimentales (colonnes de gauche). Les énergies ayant servi à déterminer les paramètres $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}$ et D ont été mises entre parenthèses.

Fig. 13 - Bandes de rotation bâties sur les états fondamentaux des isotopes pair-pair du gadolinium ; voir la légende de la fig. 12.

Fig. 14 - Couplage des moments angulaires pour un noyau déformé à symétrie axiale.

Fig. 15 - Bandes de rotation bâties sur des états fondamentaux de noyaux pair-impair ; (a) bande $\frac{5}{2} - [523]$ de ^{161}Gd ; (b) bande $\frac{1}{2} - [521]$ de ^{171}Yb . Les énergies calculées à l'aide de l'expression :

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [I(I+1) - K(K+1)] \quad (\text{cas a})$$

ou

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [I(I+1) + (-1)^{I+1/2} (I+1/2) a \delta_{K1/2}] \quad (\text{cas b})$$

(colonnes de droite) sont comparées aux énergies expérimentales (colonnes de gauches). Les énergies ayant servi à déterminer les paramètres $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}$ et a ont été mises entre parenthèses.

Fig. 16 - Bandes de rotation mises en évidence dans le schéma de niveaux de ^{173}Yb , d'après [BU 66] et [GA 68]. Les bandes de rotation d'états de particule ont été reportées à droite, les bandes d'états de trous à gauche.

Fig. 17 - Bandes de rotation mises en évidence dans le schéma de niveaux de ^{159}Gd , d'après [TJ 67] ; voir la légende de la figure 16.

Fig. 18 - Bandes de rotation bâties sur des états de vibration à un ou plusieurs phonons dans ^{154}Gd , d'après [ME 68b].

Fig. 19 - Variation de la position des orbites de neutron de ^{177}Yb dans un puits de Woods-Saxon en fonction du paramètre de déformation δ , d'après [RÖ 66].

Fig. 20 - Systématique des orbites de Nilsson identifiées dans les isotopes pair-impair des terres rares [FO 70]. Les énergies d'excitation portées en ordonnée sont positives pour les états de particule et négatives pour les états de trou.

Fig. 21 - Schéma de principe simplifié de la chambre à diffusion.

Fig. 22 - Diagramme fonctionnel de l'électronique.

Fig. 23 - Spectre des protons émis à l'angle $\theta_{lab} = 141^\circ$ lors de la diffusion de protons de 13 MeV sur ^{174}Yb . La résolution est ici de 40 keV.

Fig. 24 - Spectre des protons émis à l'angle $\theta_{lab} = 141^\circ$ lors de la diffusion de protons de 10,2 MeV sur ^{156}Gd . La résolution est ici de 16 keV.

Fig. 25 - Spectre des protons émis à l'angle $\theta_{lab} = 125^\circ$ lors de la diffusion de protons de 13,5 MeV sur ^{176}Yb . La résolution est ici de 17 keV.

Fig. 26 - $^{170}\text{Yb}(p,p_0)^{170}\text{Yb}$: fonctions d'excitation de 9,0 à 13,28 MeV pour $\theta_{lab} = 90^\circ, 125^\circ, 141^\circ$ et 160° . Les valeurs reportées résultent d'une moyenne pondérée des valeurs expérimentales obtenues pour plusieurs séries de mesures. L'erreur statistique donne des barres d'erreur de l'ordre de grandeur de la grosseur des points.

Fig. 27 - $^{170}\text{Yb}(p,p_1)^{170}\text{Yb}^*(2^+, 84 \text{ keV})$: fonctions d'excitation de 9,0 à 13,28 MeV pour $\theta_{lab} = 125^\circ, 141^\circ$ et 160° . La courbe en trait plein représente la section efficace différentielle d'excitation coulombienne quadrupolaire électrique. Afin de ne pas surcharger les courbes, seules quelques barres d'erreur ont été portées, à titre indicatif ; elles représentent l'erreur statistique et l'erreur due à la décomposition des pics.

Fig. 28 - $^{170}\text{Yb}(p,p_2)^{170}\text{Yb}^*(4^+, 278 \text{ keV})$: fonctions d'excitation de 9,0 à 13,28 MeV pour $\theta_{lab} = 125^\circ, 141^\circ, 160^\circ$. Les barres d'erreur représentent l'erreur statistique.

Fig. 29 - $^{170}\text{Yb}(p,p_3)^{170}\text{Yb}^*(6^+, 577 \text{ keV})$: fonctions d'excitation de 11,55 à 13,28 MeV pour $\theta_{lab} = 141^\circ$ et 160° . Les barres d'erreur représentent l'erreur statistique et l'erreur due à la soustraction du fond.

Fig. 30 - $^{172}\text{Yb}(p,p_0)^{172}\text{Yb}$: fonctions d'excitation de 10,0 à 13,0 MeV pour $\theta_{lab} = 90^\circ, 125^\circ, 141^\circ$ et 160° .

Fig. 31 - $^{172}\text{Yb}(p,p_1)^{172}\text{Yb}^*(2^+, 79 \text{ keV})$: fonctions d'excitation de 10,0 à 13,0 MeV pour $\theta_{lab} = 125^\circ, 141^\circ$ et 160° .

Fig. 32 - $^{172}\text{Yb}(p,p_2)^{172}\text{Yb}^*(4^+, 260 \text{ keV})$: fonctions d'excitation de 10,0 à 13,0 MeV pour $\theta_{lab} = 125^\circ, 141^\circ$ et 160° .

- Fig. 33 - $^{172}\text{Yb}(p, p_3)^{172}\text{Yb}^*$ (6^+ , 540 keV) : fonctions d'excitation de 11,8 à 13,0 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 125^\circ$, 141° et 160° .
- Fig. 34 - $^{174}\text{Yb}(p, p_0)^{174}\text{Yb}$: fonctions d'excitation de 11,0 à 13,0 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 90^\circ$, 125° , 141° et 160° .
- Fig. 35 - $^{174}\text{Yb}(p, p_1)^{174}\text{Yb}^*$ (2^+ , 77 keV) : fonctions d'excitation de 11,0 à 13,0 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 90^\circ$ et 125° .
- Fig. 36 - $^{174}\text{Yb}(p, p_1)^{174}\text{Yb}^*$ (2^+ , 77 keV) : fonctions d'excitation de 11,0 à 13,0 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 141^\circ$ et 160° .
- Fig. 37 - $^{174}\text{Yb}(p, p_2)^{174}\text{Yb}^*$ (4^+ , 252 keV) : fonctions d'excitation de 11,0 à 13,0 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 90^\circ$ et 125° . Les signes différents correspondent à des séries de mesures différentes.
- Fig. 38 - $^{174}\text{Yb}(p, p_2)^{174}\text{Yb}^*$ (4^+ , 252 keV) : fonctions d'excitation de 11,0 à 13,0 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 141^\circ$ et 160° . Voir la légende de la fig. 37.
- Fig. 39 - $^{174}\text{Yb}(p, p_3)^{174}\text{Yb}^*$ (6^+ , 527 keV) : fonctions d'excitation de 11,0 à 13,0 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 125^\circ$, 141° et 160° . Voir la légende de la fig. 37.
- Fig. 40 - $^{176}\text{Yb}(p, p_0)^{176}\text{Yb}$: fonctions d'excitation de 11,0 à 13,58 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 90^\circ$, 125° , 141° et 160° .
- Fig. 41 - $^{176}\text{Yb}(p, p_0)^{176}\text{Yb}$: fonctions d'excitation de 13,5 à 16,54 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 75^\circ$, 105° , 125° , 141° , 160° et 170° .
- Fig. 42 - $^{176}\text{Yb}(p, p_1)^{176}\text{Yb}^*$ (2^+ , 82 keV) : fonctions d'excitation de 11,0 à 13,58 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 90^\circ$ et 125° .
- Fig. 43 - $^{176}\text{Yb}(p, p_1)^{176}\text{Yb}^*$ (2^+ , 82 keV) : fonctions d'excitation de 11,0 à 16,54 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 141^\circ$ et 160° .
- Fig. 44 - $^{176}\text{Yb}(p, p_1)^{176}\text{Yb}^*$ (2^+ , 82 keV) : fonctions d'excitation de 13,5 à 16,54 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 75^\circ$, 105° , 125° et 170° .
- Fig. 45 - $^{176}\text{Yb}(p, p_2)^{176}\text{Yb}^*$ (4^+ , 270 keV) : fonctions d'excitation de 11,0 à 13,58 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 90^\circ$ et 125° .
- Fig. 46 - $^{176}\text{Yb}(p, p_2)^{176}\text{Yb}^*$ (4^+ , 270 keV) : fonctions d'excitation de 11,0 à 16,54 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 141^\circ$ et 160° .
- Fig. 47 - $^{176}\text{Yb}(p, p_2)^{176}\text{Yb}^*$ (4^+ , 270 keV) : fonctions d'excitation de 13,5 à 16,54 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 75^\circ$, 105° , 125° et 170° .
- Fig. 48 - $^{176}\text{Yb}(p, p_3)^{176}\text{Yb}^*$ (6^+ , 564 keV) : fonctions d'excitation de 11,0 à 16,54 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 125^\circ$, 141° et 160° .
- Fig. 49 - $^{176}\text{Yb}(p, p_3)^{176}\text{Yb}^*$ (6^+ , 564 keV) : fonctions d'excitation de 13,5 à 16,54 MeV pour $\theta_{\text{lab}} = 75^\circ$, 105° , 125° et 170° .

MeV pour $\theta_{lab} = 105^\circ$ et 170° .

Fig. 50 - Diffusion inélastique de protons vers les états très excités de ^{174}Yb : spectre obtenu à 11,800 MeV pour $\theta_{lab} = 130^\circ$ à l'aide d'une seule jonction à localisation située dans le plan focal du spectromètre magnétique Buechner. La résolution est ici de 12 keV.

Fig. 51 - $^{176}\text{Yb}(p,p')^{176}\text{Yb}^*(2^+, 1254 \text{ keV})$: fonctions d'excitation de 13,5 à 16,54 MeV pour $\theta_{lab} = 160^\circ$ et 170° .

Fig. 52 - $^{158}\text{Gd}(p,p_o)^{158}\text{Gd}$: fonctions d'excitation de 9,0 à 12,12 MeV pour $\theta_{lab} = 90^\circ, 125^\circ, 141^\circ$ et 160° .

Fig. 53 - Spectre des protons émis lors de la réaction $^{176}\text{Yb}(d,p)^{177}\text{Yb}$ à l'angle $\theta_{lab} = 90^\circ$ pour $E_d = 12,0 \text{ MeV}$. Bandes de rotation identifiées (d'après [VE 63]). Traits discontinus : états non identifiés.

Fig. 54 - Calcul des largeurs de particule indépendante pour $^{172}\text{Yb} + p$. Variation des parties réelles et imaginaires de l'amplitude de diffusion de protons sur un puits de potentiel optique : cas d'une résonance $f(V_{s.o.} = 0)$ et d'une résonance $p(V_{s.o.} = 0 \text{ et } V_{s.o.} = 8 \text{ MeV})$.

Fig. 55 - Variation des largeurs de particule indépendante en fonction de l'énergie de résonance (pour $^{172}\text{Yb} + p$). Les courbes en traits pleins correspondent à $V_{s.o.} = 0$, les courbes en tirets correspondent à l'adjonction d'un potentiel spin-orbite ($V_{s.o.} = 8 \text{ MeV}$) (la courbe correspondant à $j = \ell + 1/2$ étant au-dessus de la courbe obtenue pour $V_{s.o.} = 0$).

Fig. 56 - Variation de $\gamma_{s.p.}^{(\ell)2}$ en fonction de l'épaisseur de surface a du potentiel de Woods-Saxon (pour une résonance $\ell = 3$ placée à 12,0 MeV).

Fig. 57 - Largeurs partielles de protons associées aux transitions entre les états analogues membres de la bande de rotation $\frac{1}{2} - [510]$ et les états de la bande de rotation de l'état fondamental de ^{172}Yb . La largeur des flèches est proportionnelle à ces largeurs partielles. La somme Γ_p^Σ des largeurs partielles de protons pour un état analogue donné est indiquée en haut et à droite.

Fig. 58 - "Empreintes" des états analogues de la bande $\frac{1}{2} - [510]$ sur les états de la bande de rotation de l'état fondamental de ^{172}Yb . La valeur de Γ_p^Σ est ici portée sous chaque état analogue.

Fig. 59 - "Empreintes" des bandes $\frac{3}{2} - [501]$ et $\frac{1}{2} - [501]$.

Fig. 60 - "Empreintes" des bandes $\frac{5}{2} - [512]$ et $\frac{3}{2} - [512]$.

Fig. 61 - "Empreintes" des bandes $\frac{1}{2} + [651]$ et $\frac{1}{2} - [521]$.

Fig. 62 - Interprétation des résonances observées par diffusion élastique et inélastique de protons sur ^{174}Yb . Les valeurs des produits $(2J+1)\Gamma_p$ (pour la diffusion élastique) et $(2J+1)\Gamma_p\Gamma_{p'}$ (pour la diffusion inélastique), calculées pour les états analogues reportés au bas de la figure sont représentées par des traits verticaux et comparées aux fonctions d'excitation obtenues pour $\theta_{\text{lab}} = 141^\circ$. La section efficace d'excitation coulombienne quadrupolaire électrique de l'état 2^+ est représentée par un trait plein.

Fig. 63 - Interprétation des résonances observées par diffusion élastique et inélastique de protons sur ^{176}Yb . Les lignes continues tracées entre les points expérimentaux obtenus pour les états 2^+ , 4^+ et 6^+ ne représentent que des guides visuels. Voir la légende de la fig. 62.

Fig. 64 - Exemples de lissage de résonances quasi-isolées : résonances $\ell = 1$ observées par diffusion élastique de protons sur ^{170}Yb pour $\theta_{\text{lab}} = 141^\circ$. Les paramètres optiques utilisés pour effectuer ces lissages sont dérivés de l'ensemble de paramètres P_1 de [GA 68] et ont pour valeurs :

- pour la résonance $\frac{3}{2} - (\frac{1}{2} - [510])$:

$$U_{\text{cent}} = 53,5 \text{ MeV} ; U_{\text{s.o.}} = 0 ; W_v = 0 ; W_s = 9 \text{ MeV} ;$$

$$r_{\text{cent}} = R_{\text{coul}} = r_{\text{sI}} = 6,93 \text{ fm}$$

$$a_{\text{cent}} = 0,65 \text{ fm} ; a_{\text{sI}} = 0,76 \text{ fm}.$$

(les paramètres de cette résonance sont : $E_R = 11,510 \text{ MeV}$, $\Gamma = 130 \text{ keV}$, $\Gamma_p \approx 6 \text{ keV}$, $\phi \approx 0$)

- pour la résonance $\frac{1}{2} - (\frac{1}{2} - [521])$:

$$U_{\text{cent}} = 54,5 \text{ MeV} ; U_{\text{s.o.}} = 0 ; W_v = 0 ; W_s = 9 \text{ MeV}$$

$$r_{\text{cent}} = R_{\text{coul}} = r_{\text{sI}} = 6,93 \text{ fm}$$

$$a_{\text{cent}} = 0,65 \text{ fm} ; a_{\text{sI}} = 0,76 \text{ fm}.$$

$$(E_R = 10,530 \text{ MeV} ; \Gamma = 120 \text{ keV} ; \Gamma_p = 7 \text{ keV} ; \phi \approx 0).$$

Notons qu'un autre ensemble de paramètres, dérivé de l'ensemble P_0 de [GA 68], et différant essentiellement de P_1 par les paramètres de la partie imaginaire du potentiel ($W_v \sim 17 \text{ MeV}$ et $a_{\text{sI}} = 0,47 \text{ fm}$) peut également être utilisé. Les valeurs des paramètres de résonance dépendent ici relativement peu du choix de l'un ou de l'autre de ces ensembles.

- Fig. 65 - $^{174}\text{Yb}(p,p_2)^{174}\text{Yb}^*_{(4^+)}$: calcul des sections efficaces différentielles (fonction d'excitation pour $\theta_{\text{lab}} = 160^\circ$ et distribution angulaire à 11,800 MeV) pour la résonance due aux états analogues des cinq états de la bande $\frac{1}{2} - [510]$ et comparaison aux résultats expérimentaux. La signification des diverses courbes est explicitée en détail dans le texte (chap. V, § II-b.7).
- Fig. 66 - $^{172}\text{Yb}(p,p_2)^{172}\text{Yb}^*_{(4^+)}$: distributions angulaires théoriques de résonances dues à des états analogues d'états de bandes de rotation isolées.
- Fig. 67 - $^{172}\text{Yb}(p,p_2)^{172}\text{Yb}^*_{(4^+)}$: fonctions d'excitation de la section efficace intégrée. Les différentes courbes représentent diverses hypothèses de calcul : les croix représentent les valeurs expérimentales. Les niveaux de ^{173}Yb sont reportés à la partie inférieure de la figure. Les données relatives à ces calculs figurent dans le tableau V.
- Fig. 68 - $^{172}\text{Yb}(p,p_2)^{172}\text{Yb}^*_{(4^+)}$: fonction d'excitation de la section efficace intégrée pour l'hypothèse de calcul " $\frac{3}{2} - [501] + \frac{7}{2} - [503]$ ". Sont ici représentées les contributions des 11 états (parmi les 31 états inclus dans le calcul) intervenant pour plus de 1% de la valeur maximale de la section efficace intégrée. Voir le tableau V.
- Fig. 69 - $^{172}\text{Yb}(p,p_2)^{172}\text{Yb}^*_{(4^+)}$: comparaison des distributions angulaires calculées et expérimentales à 11,850 MeV, 12,150 MeV et 12,350 MeV. Sont également représentées les distributions angulaires à 12,300 et à 12,400 MeV. Voir le texte et le tableau V.
- Fig. 70 - $^{172}\text{Yb}(p,p_3)^{172}\text{Yb}^*_{(6^+)}$ et $^{172}\text{Yb}(p,p_4)^{172}\text{Yb}^*_{(8^+)}$: fonctions d'excitation calculées pour la section efficace intégrée pour l'hypothèse de calcul " $\frac{3}{2} - [501] + \frac{7}{2} - [503]$ "; $^{172}\text{Yb}(p,p_3)^{172}\text{Yb}^*_{(6^+)}$: comparaison des fonctions d'excitation expérimentales et calculées pour $\theta_{\text{lab}} = 160^\circ$. Voir le tableau V.
- Fig. 71 - $^{174}\text{Yb}(p,p_2)^{174}\text{Yb}^*_{(4^+)}$: fonctions d'excitation de la section efficace intégrée pour diverses hypothèses de calcul. Voir le texte et le tableau VI.
- Fig. 72 - $^{174}\text{Yb}(p,p_2)^{174}\text{Yb}^*_{(4^+)}$: distributions angulaires expérimentales et calculées à 12,050 MeV et à 12,550 MeV. Sont également représentées les distributions angulaires calculées à 12,500 et 12,600 MeV. Voir le texte et le tableau VI.

- Fig. 73 - $^{174}\text{Yb}(p,p_3)^{174}\text{Yb}^*_{(6^+)}$: comparaison des fonctions d'excitation expérimentales et calculées pour $\theta_{\text{lab}} = 141^\circ$. Voir le texte et le tableau VI. Fonction d'excitation calculée pour la section efficace intégrée.
- Fig. 74 - $^{176}\text{Yb}(p,p_2)^{176}\text{Yb}^*_{(4^+)}$: comparaison des fonctions d'excitation de la section efficace intégrée expérimentales et calculées. Voir le texte et le tableau VII.
- Fig. 75 - $^{176}\text{Yb}(p,p_2)^{176}\text{Yb}^*_{(4^+)}$: comparaison des distributions angulaires expérimentales et calculées à 11,820 MeV, 12,200 MeV et 12,720 MeV. Voir le texte et le tableau VII.
- Fig. 76 - $^{176}\text{Yb}(p,p_3)^{176}\text{Yb}^*_{(6^+)}$: comparaison des fonctions d'excitation expérimentales et calculées pour $\theta_{\text{lab}} = 141^\circ$. Voir le texte et le tableau VII. Les positions d'états ou de groupes d'états correspondant à des pics très intenses des spectres (d,p) [VE 63] sont reportées entre 13 et 14 MeV.
- Fig. 77 - $^{170}\text{Yb}(p,p_2)^{170}\text{Yb}^*_{(4^+)}$: comparaison des fonctions d'excitation expérimentales et calculées pour $\theta_{\text{lab}} = 141^\circ$. Voir le texte et le tableau VIII.
- Fig. 78 - $^{170}\text{Yb}(p,p_2)^{170}\text{Yb}^*_{(4^+)}$: comparaison des distributions angulaires expérimentales et calculées à 11,590 MeV, 11,920 MeV et 12,160 MeV (dans le cas (b) de la fig. 77).
- Fig. 79 - Fonctions d'excitation des réactions $\text{Yb}(p,p_0)\text{Yb}$ et $\text{Yb}(p,p_2)\text{Yb}^*_{(4^+)}$ dans la région de résonance des états analogues des états de la bande $\frac{1}{2} - [510]$.
- Fig. 80 - Systématique des écarts entre les différences d'énergie coulombienne expérimentales pour les noyaux lourds et les prévisions de la formule semi-empirique d'Anderson et Wong [FO 70].

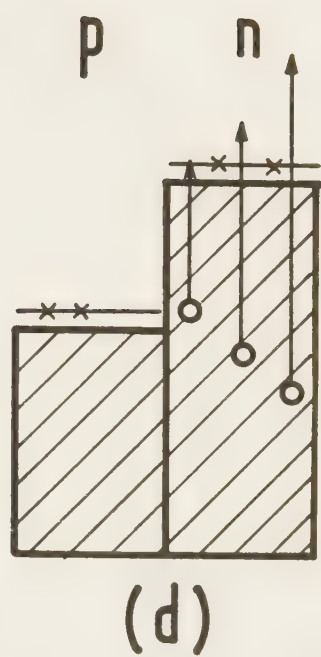
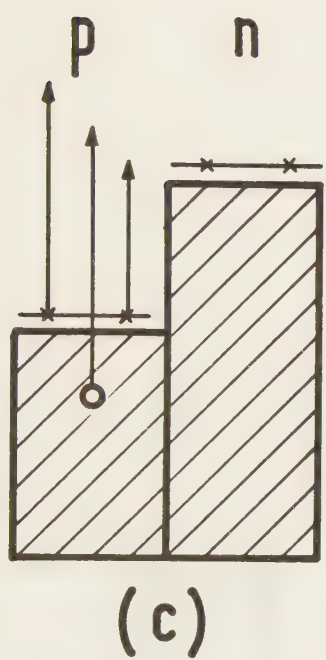
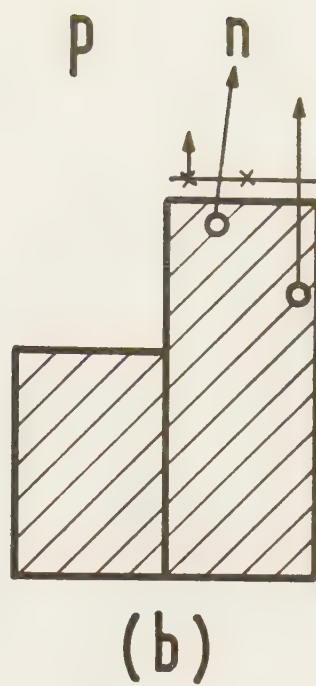
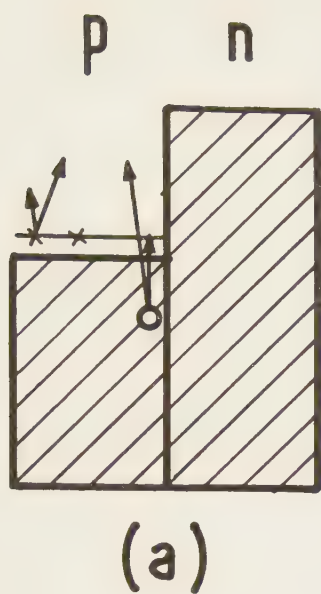


Fig. 1

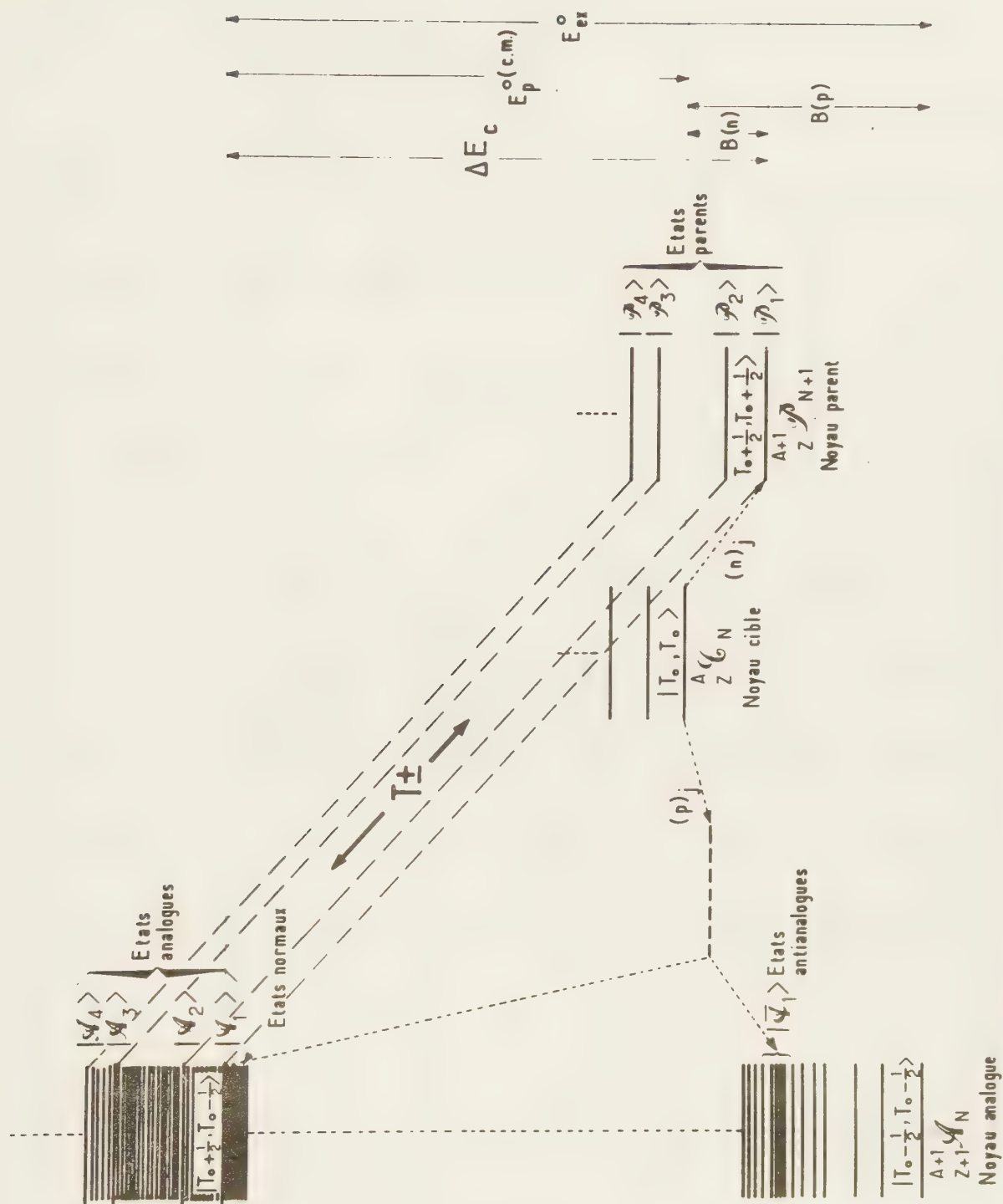
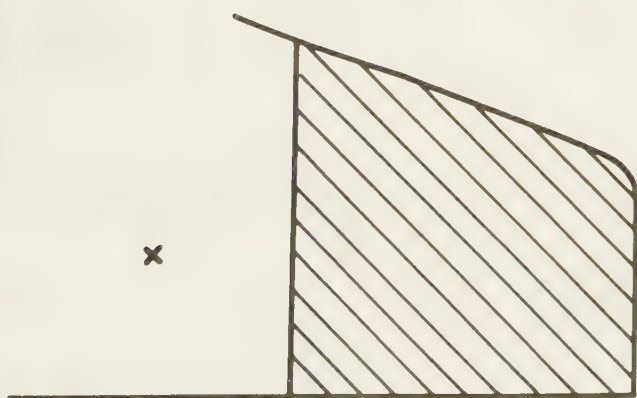


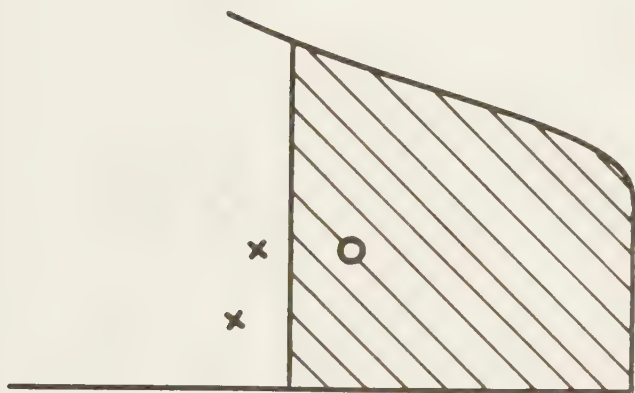
Fig.3

				$p, \bar{z}$ $\begin{matrix} A+3 \\ Z+2 \end{matrix} ()_{N+1}$	
	$\begin{matrix} A \\ Z+1 \end{matrix} \mathcal{R}_{N-1}$ $ T_0-1, T_0-1\rangle$	$ T_0+\frac{1}{2}, T_0-\frac{1}{2}\rangle$ $\begin{matrix} A+1 \\ Z+1 \end{matrix} \mathcal{A}_N$ $\bar{z}, p T_0-\frac{1}{2}, T_0-\frac{1}{2}\rangle$	p, d $\bar{z}, \alpha$ $(d, \bar{z}) \begin{matrix} A+2 \\ Z+1 \end{matrix} ()_{N+1}$ $ T_0, T_0\rangle$	p, t $\begin{matrix} A+3 \\ Z+1 \end{matrix} ()_{N+2}$	
$\begin{matrix} \boxed{t, p} \\ A-2 \\ Z \end{matrix} ()_{N-2}$	$\bar{z}, p$ $\begin{matrix} \boxed{d, p} \\ A-1 \\ Z \end{matrix} ()_{N-1}$ $ T_0-\frac{1}{2}, T_0-\frac{1}{2}\rangle$	d, n $\bar{z}, d$ α, t $d, n \bar{p}$ $\begin{matrix} \boxed{d, p} \\ A \\ Z \end{matrix} \mathcal{C}_N$ $\begin{matrix} \boxed{p, d} \\ T_0, T_0\rangle \end{matrix}$	$\begin{matrix} p, p \\ p, p' \\ p, p' \bar{y} \\ p, \bar{y} \\ \boxed{p, n} \\ \boxed{p, \alpha} \\ \boxed{p, n \bar{y}} \end{matrix}$ p, n $\bar{z}, t$ $p, n \bar{p}$ $\begin{matrix} A+1 \\ Z \end{matrix} \mathcal{P}_{N+1}$ $ T_0+\frac{1}{2}, T_0+\frac{1}{2}\rangle$		
$\begin{matrix} A-3 \\ Z-1 \end{matrix} \mathcal{A}'_{N-2}$ $ T_0-\frac{1}{2}, T_0-\frac{1}{2}\rangle$	$(\bar{z}, \bar{z})$ $\begin{matrix} A-2 \\ Z-1 \end{matrix} ()_{N-1}$ $ T_0, T_0\rangle$	$\bar{z}, n$ $\begin{matrix} A-1 \\ Z-1 \end{matrix} ()_N$ $ T_0+\frac{1}{2}, T_0+\frac{1}{2}\rangle$			

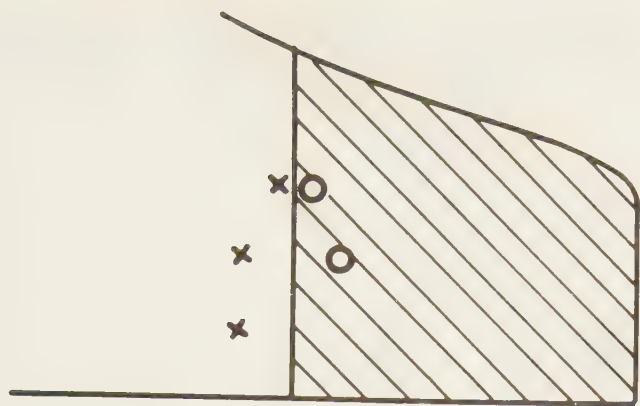
Fig. 4



(a)



(b)



(c)

Fig. 5



Fig. 6

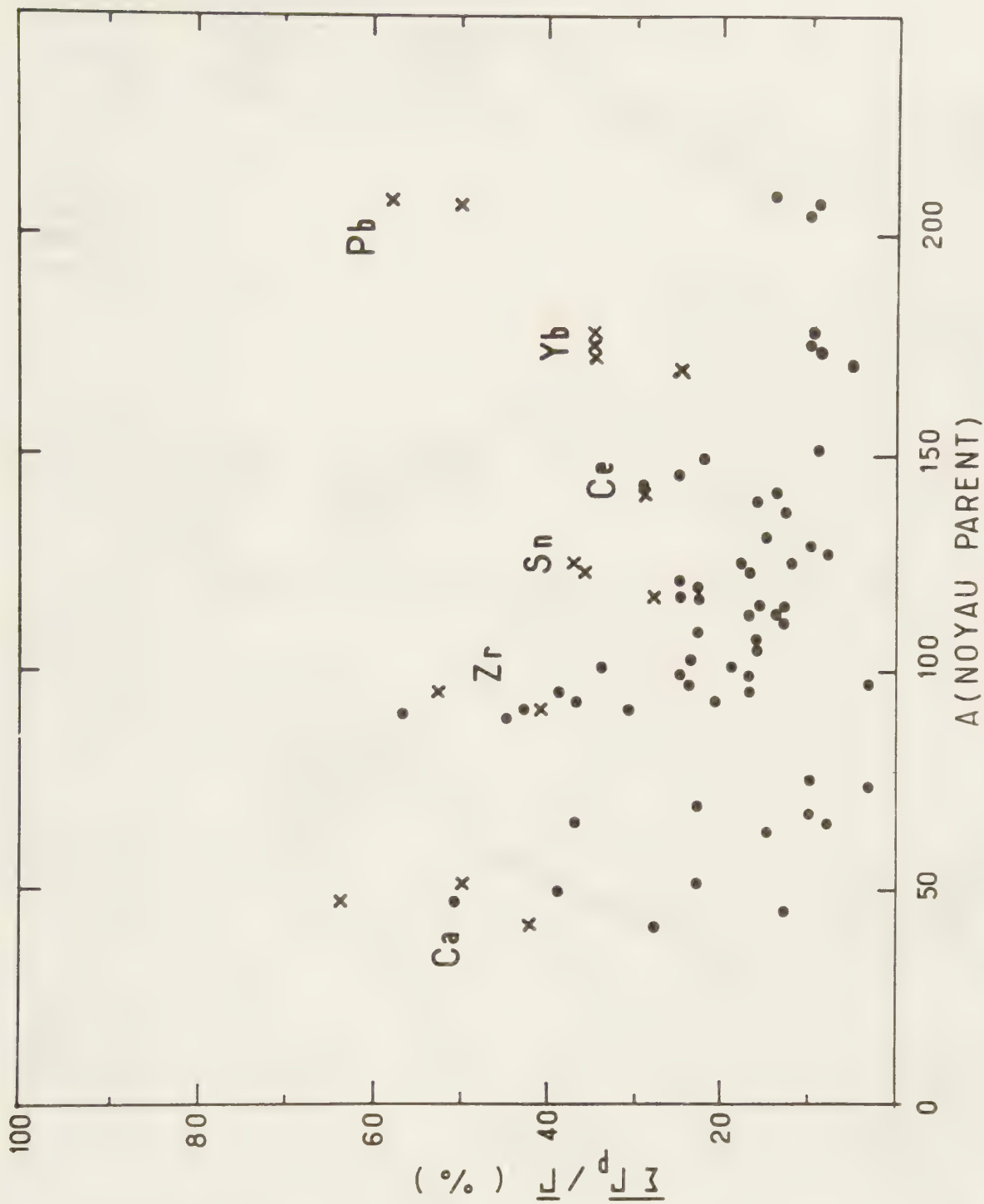
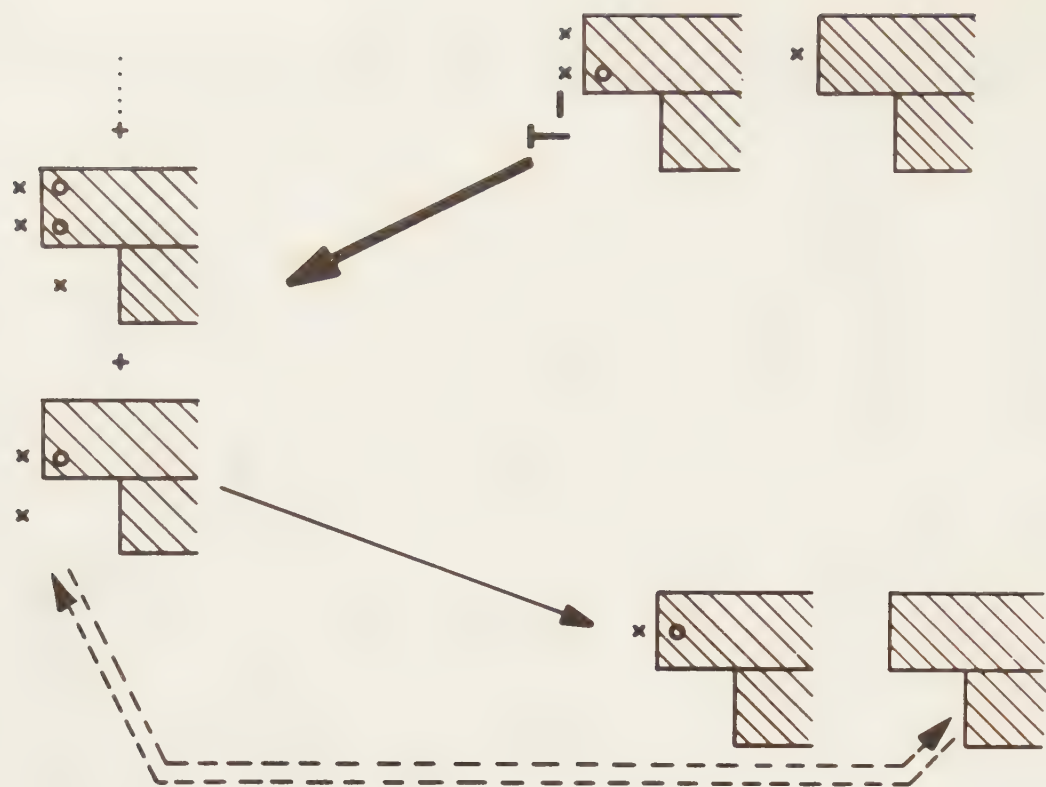
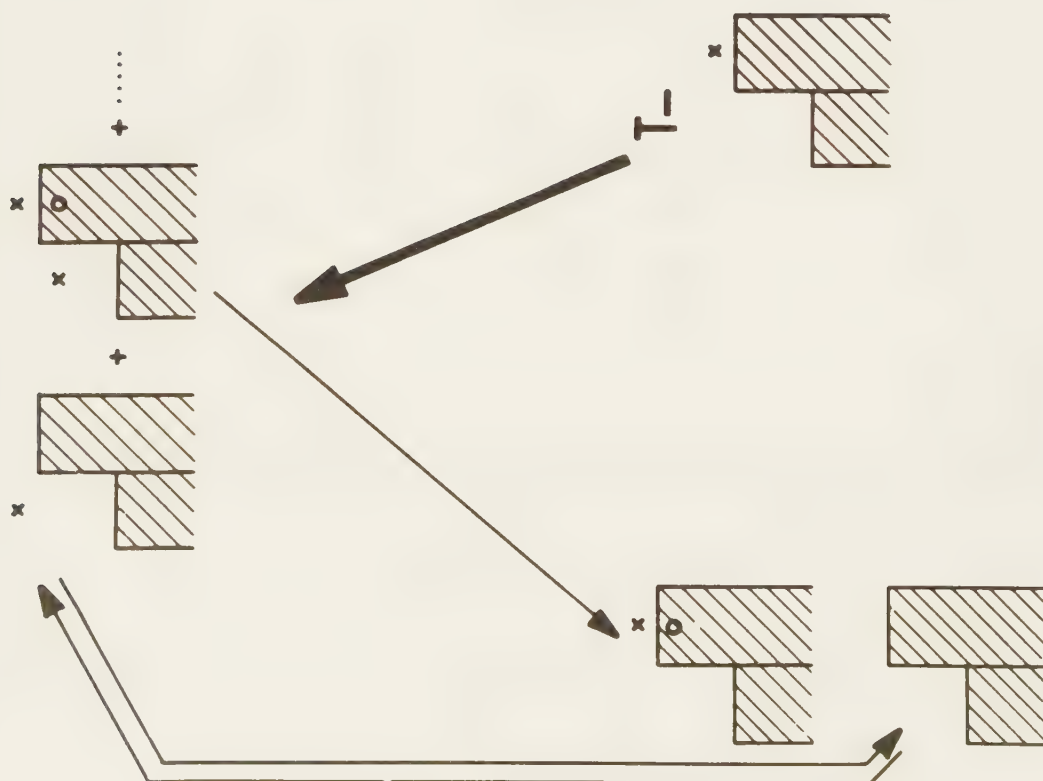


Fig. 7



(a)



(a)

Fig. 8

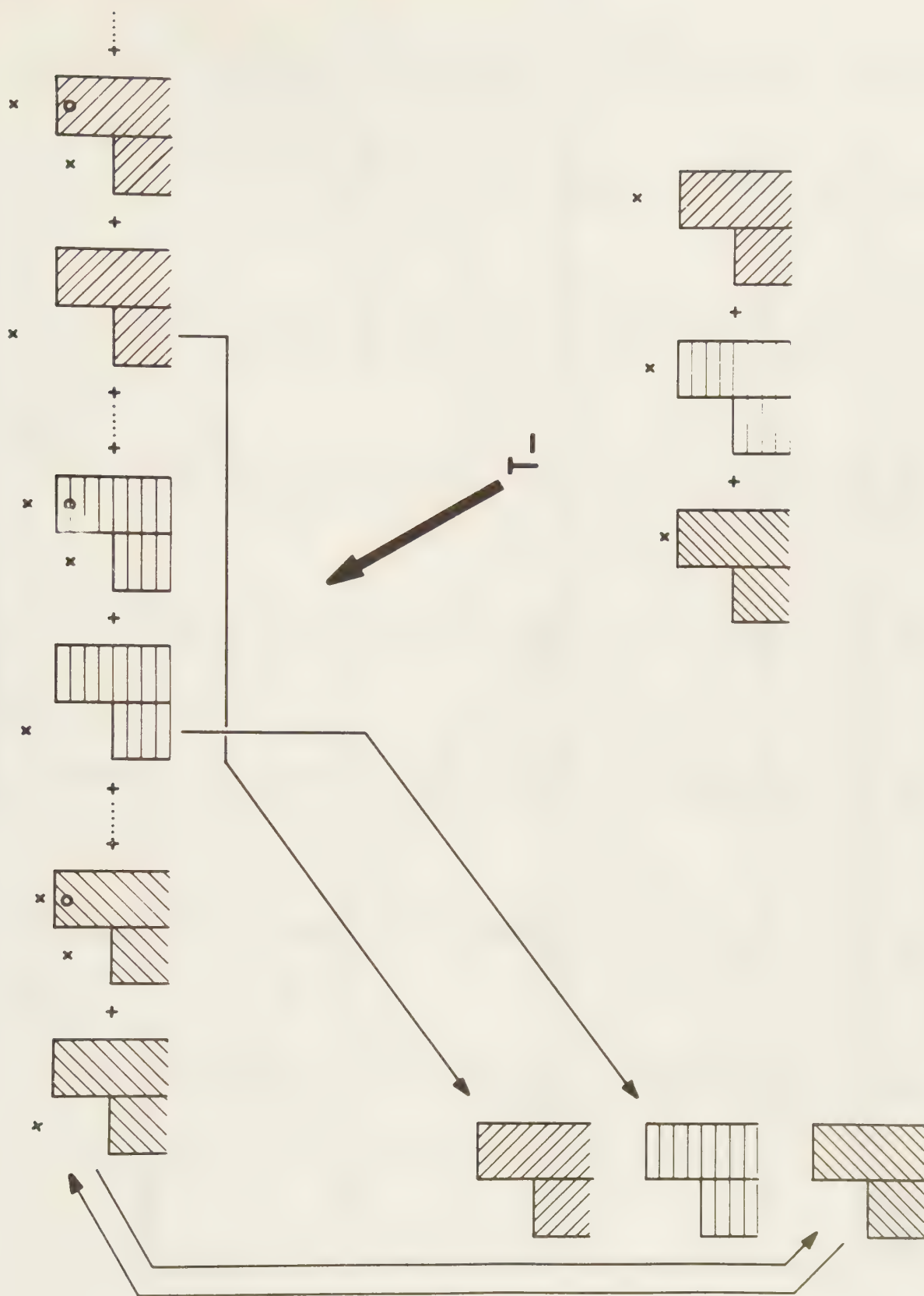


Fig. 9

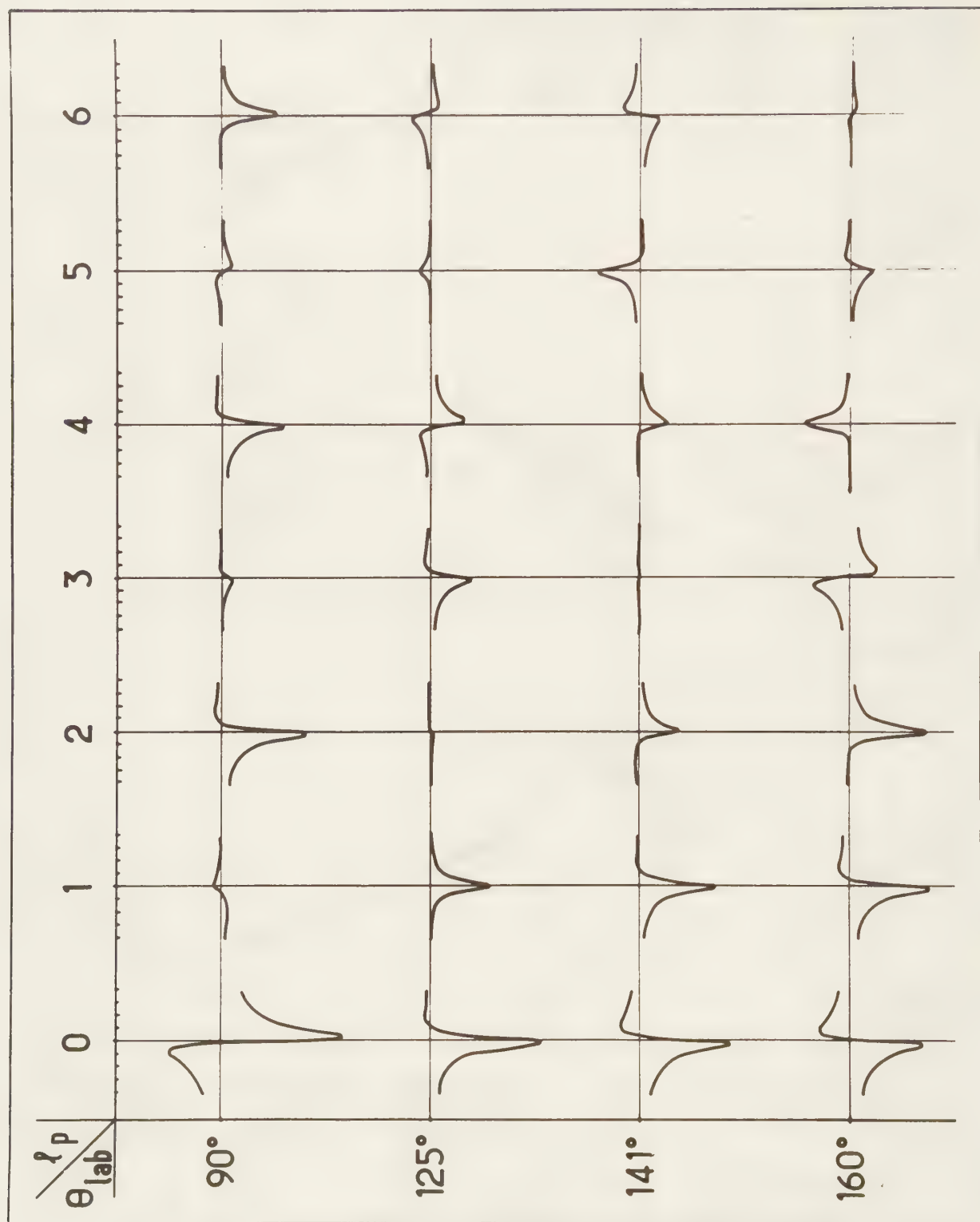


Fig.10

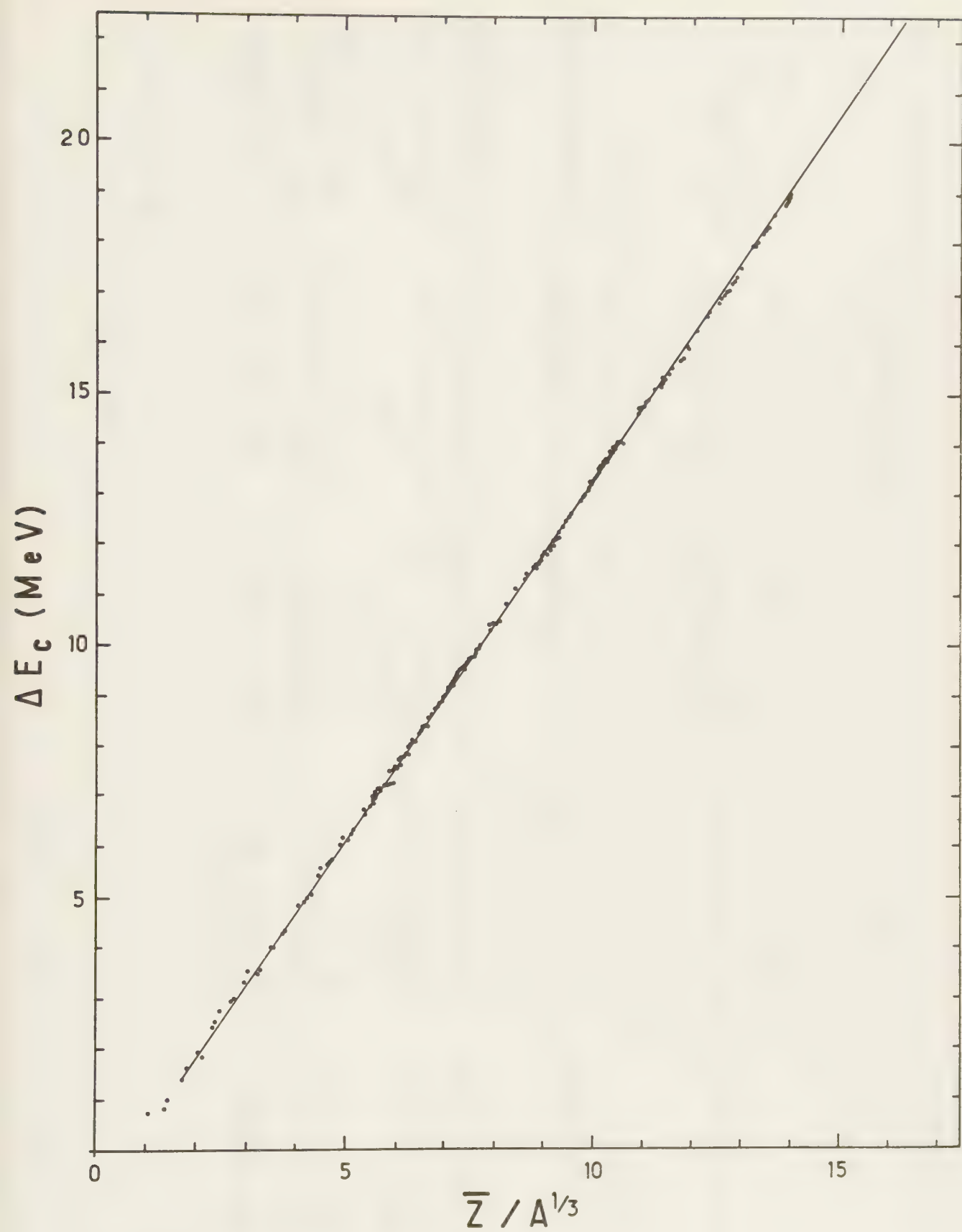


Fig. 11

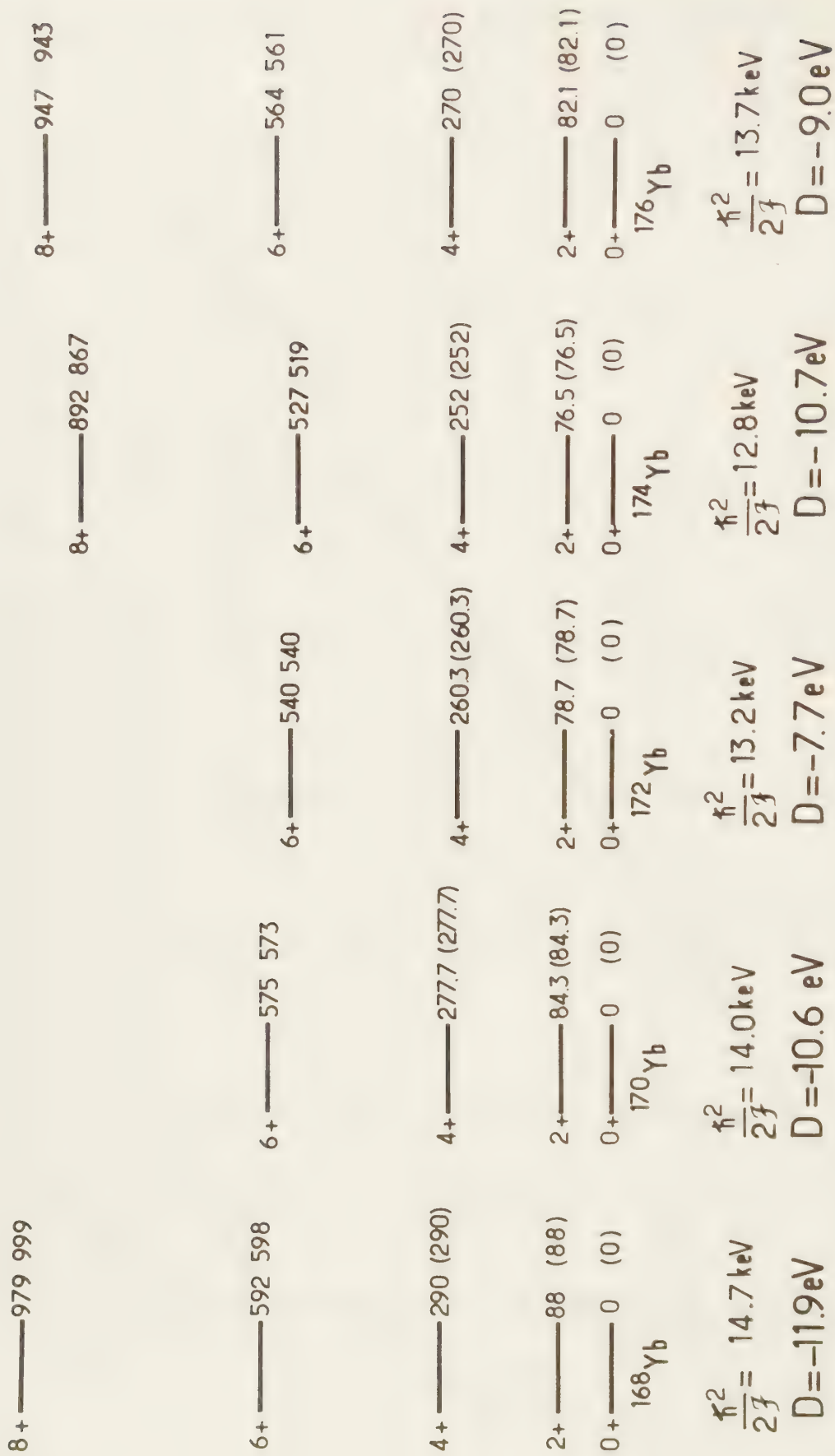


Fig. 12

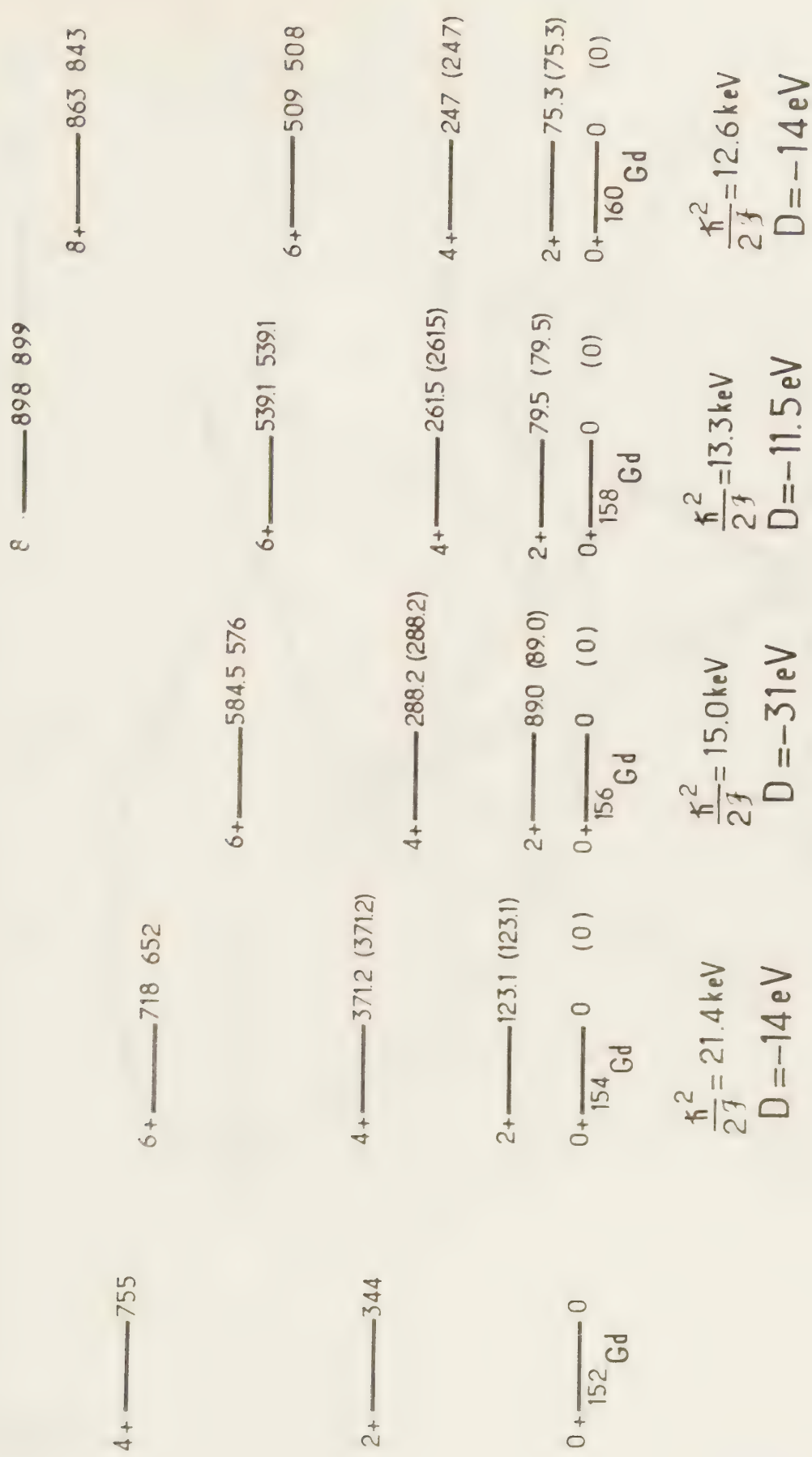


Fig. 13

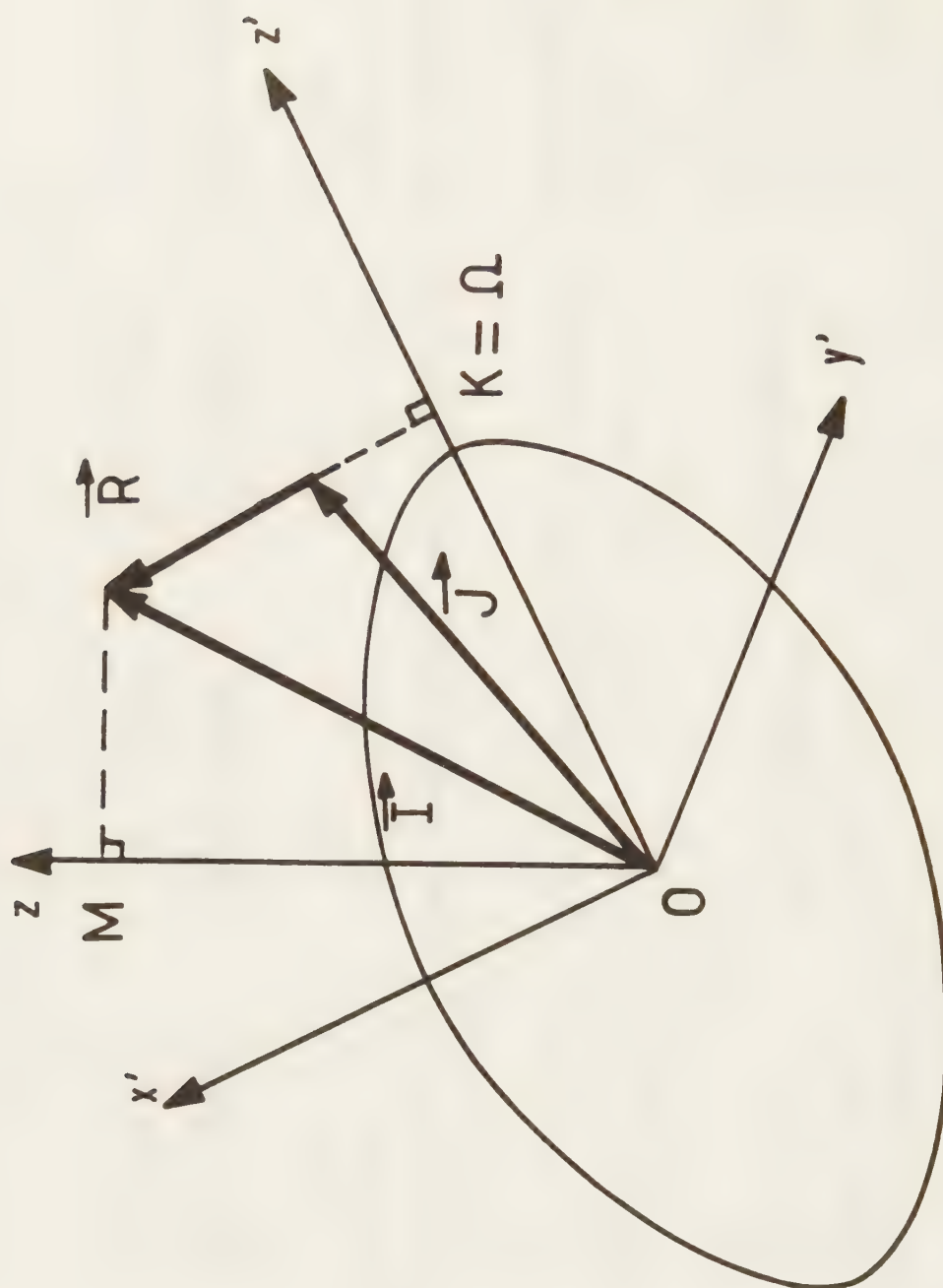


Fig.14

$$\frac{11}{2} - \text{---} \quad 486 \quad 487$$

$$\begin{array}{l} \frac{11}{2} - \text{---} \quad 276 \quad 278 \\ \frac{9}{2} - \text{---} \quad 163 \quad 165 \\ \frac{7}{2} - \text{---} \quad 73 \quad (72) \\ \frac{5}{2} - \text{---} \quad 0 \quad (0) \end{array}$$

$$\frac{5}{2} - [523]$$

¹⁶¹Gd

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} = 10.3 \text{ keV}$$

(a)

$$\begin{array}{l} \frac{9}{2} - \text{---} \quad 247 \quad 247 \\ \quad \quad \quad 230 \quad 231 \\ \frac{5}{2} - \text{---} \quad 76 \quad (76) \\ \quad \quad \quad 67 \quad (67) \\ \frac{1}{2} - \text{---} \quad 0 \quad (0) \end{array}$$

$$\frac{1}{2} - [521]$$

¹⁷¹Yb

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} = 12.1 \text{ keV}$$

$$a = +0.85$$

(b)

Fig.15

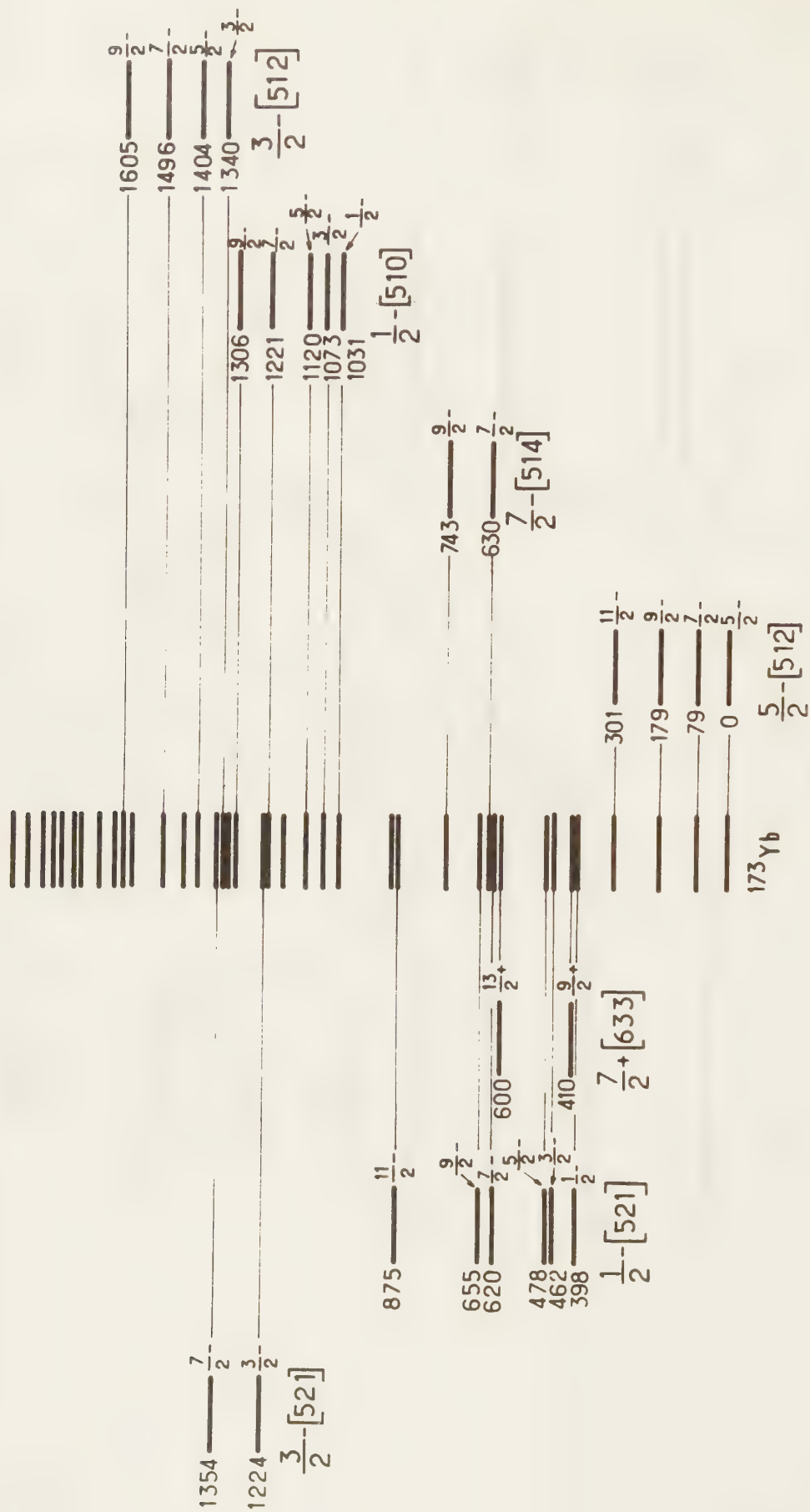


Fig. 16

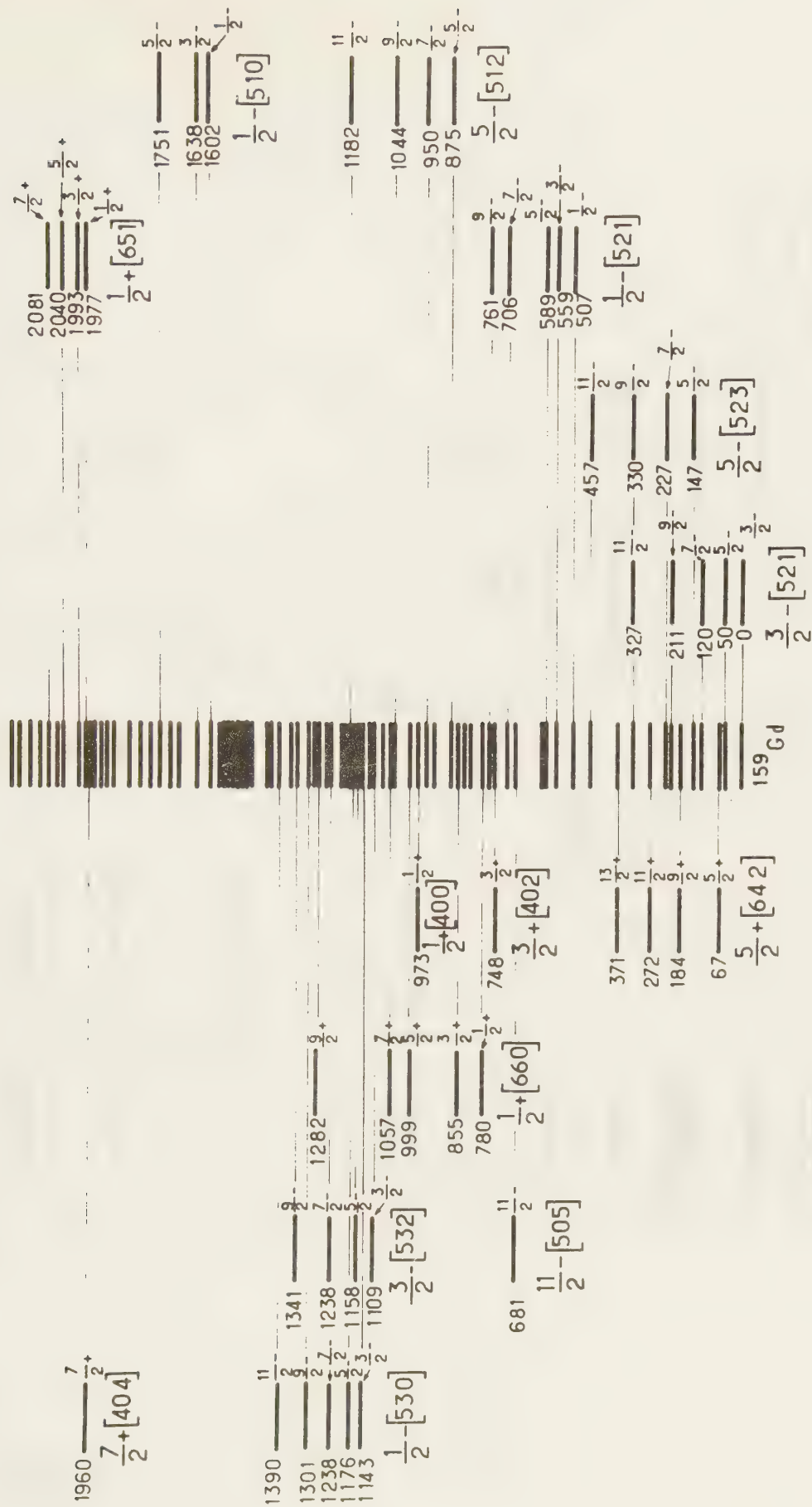


Fig.17

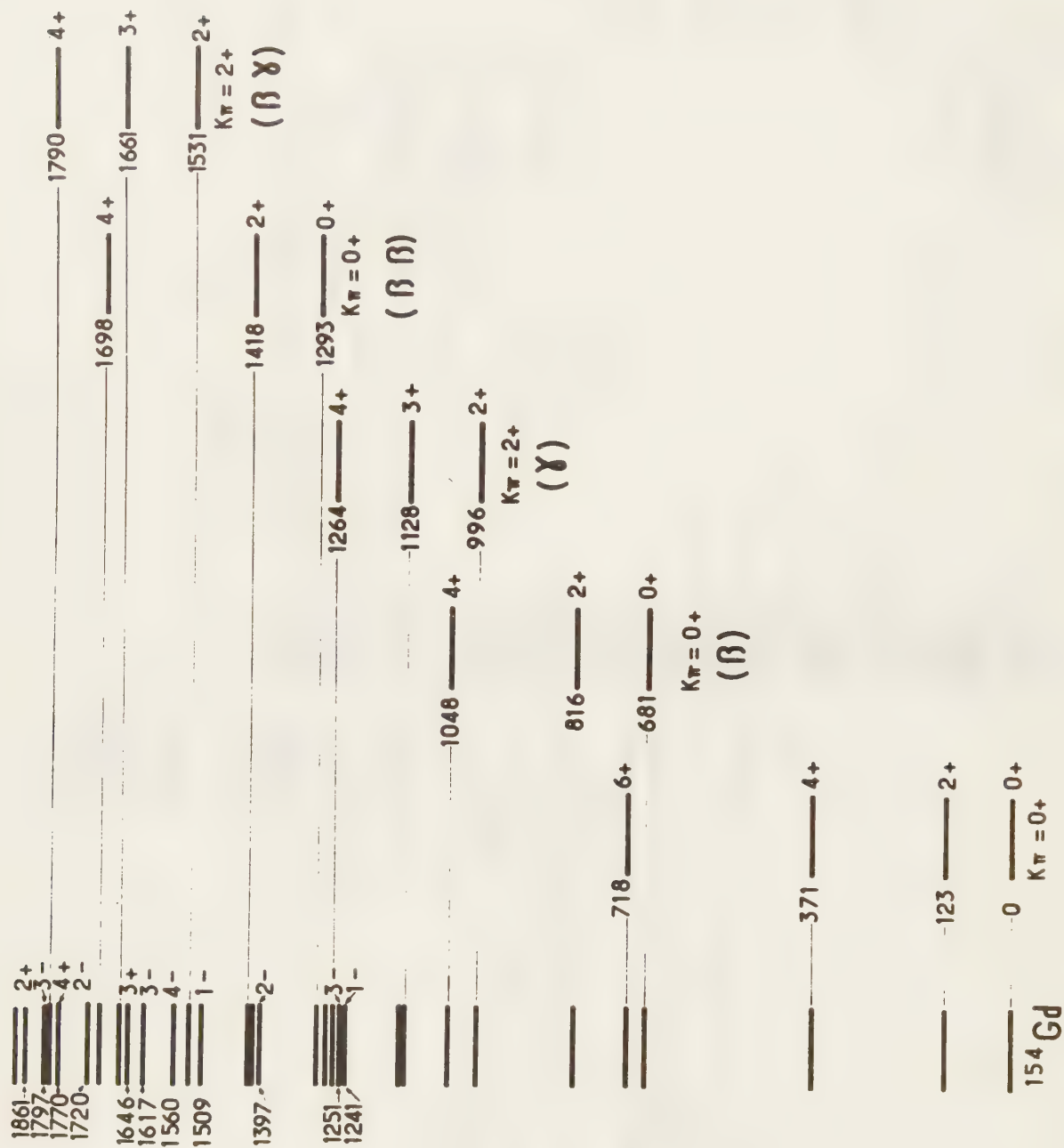


Fig.18

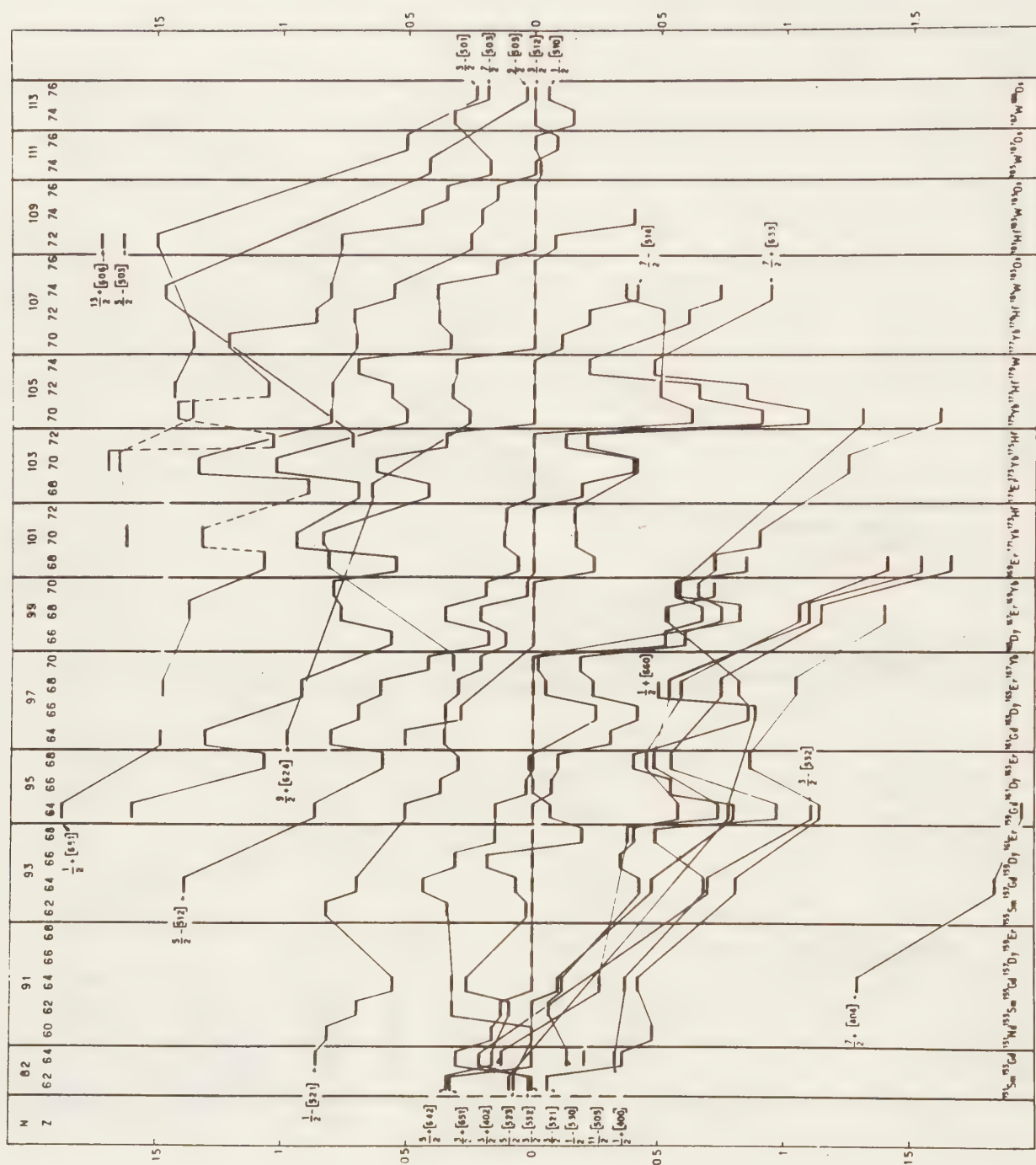


Fig. 20

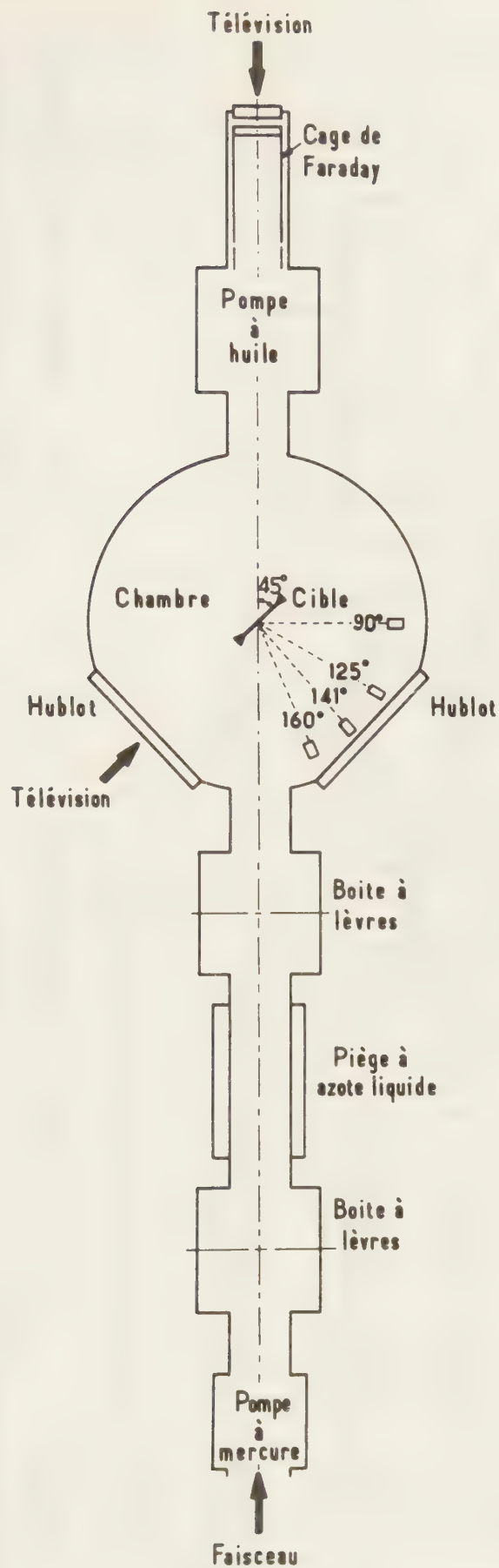


Fig.21

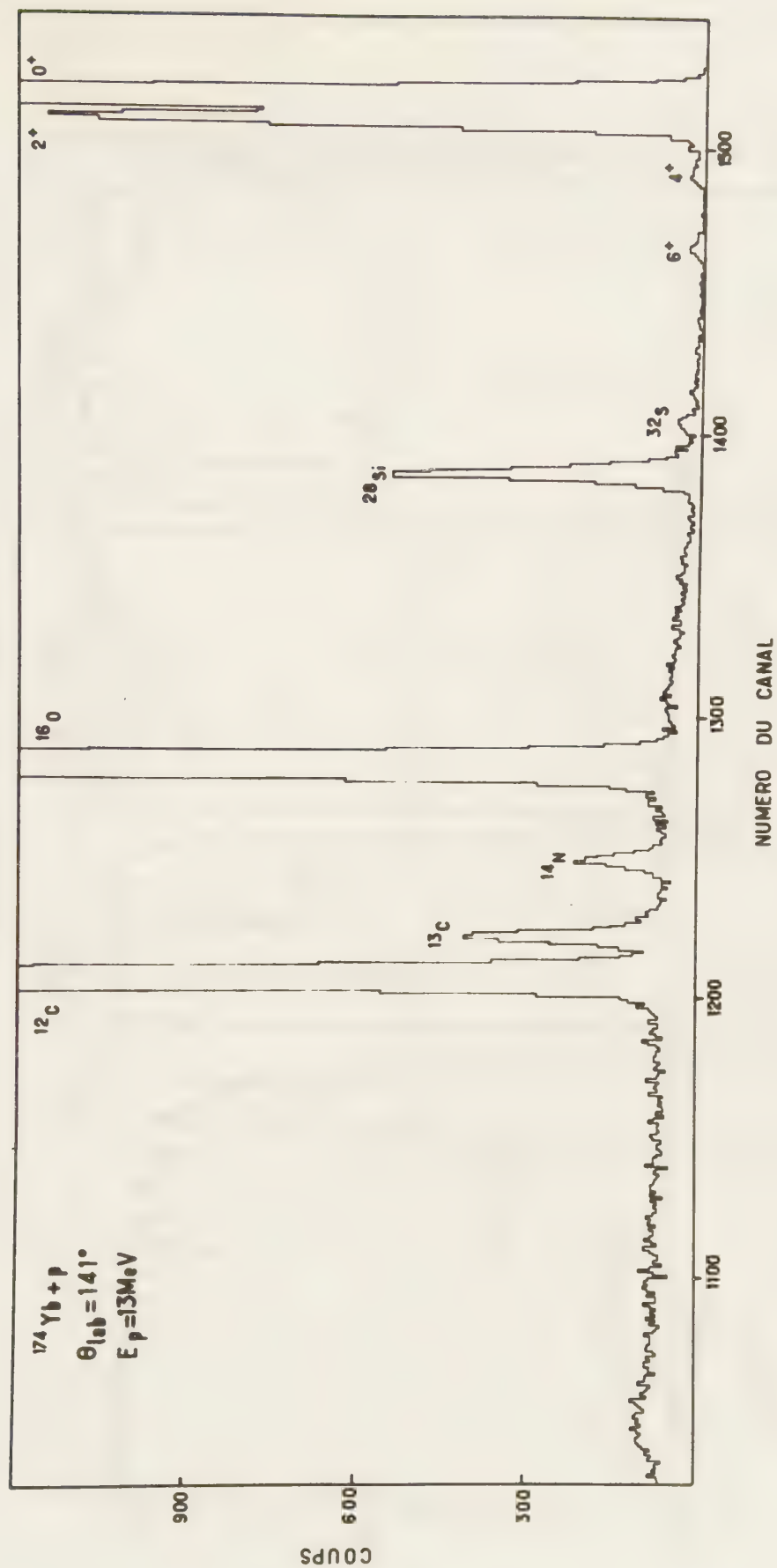


Fig.23

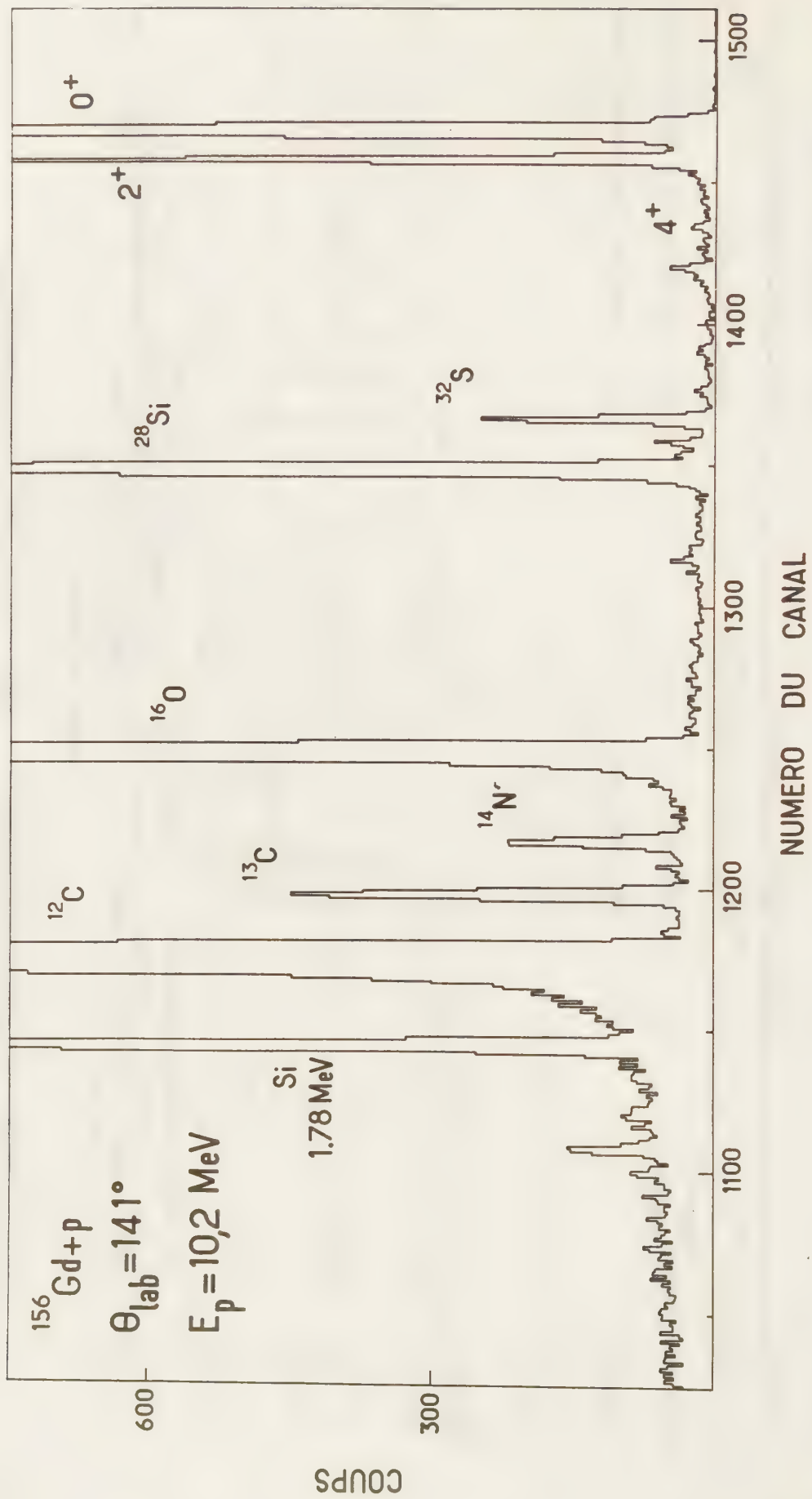


Fig. 24

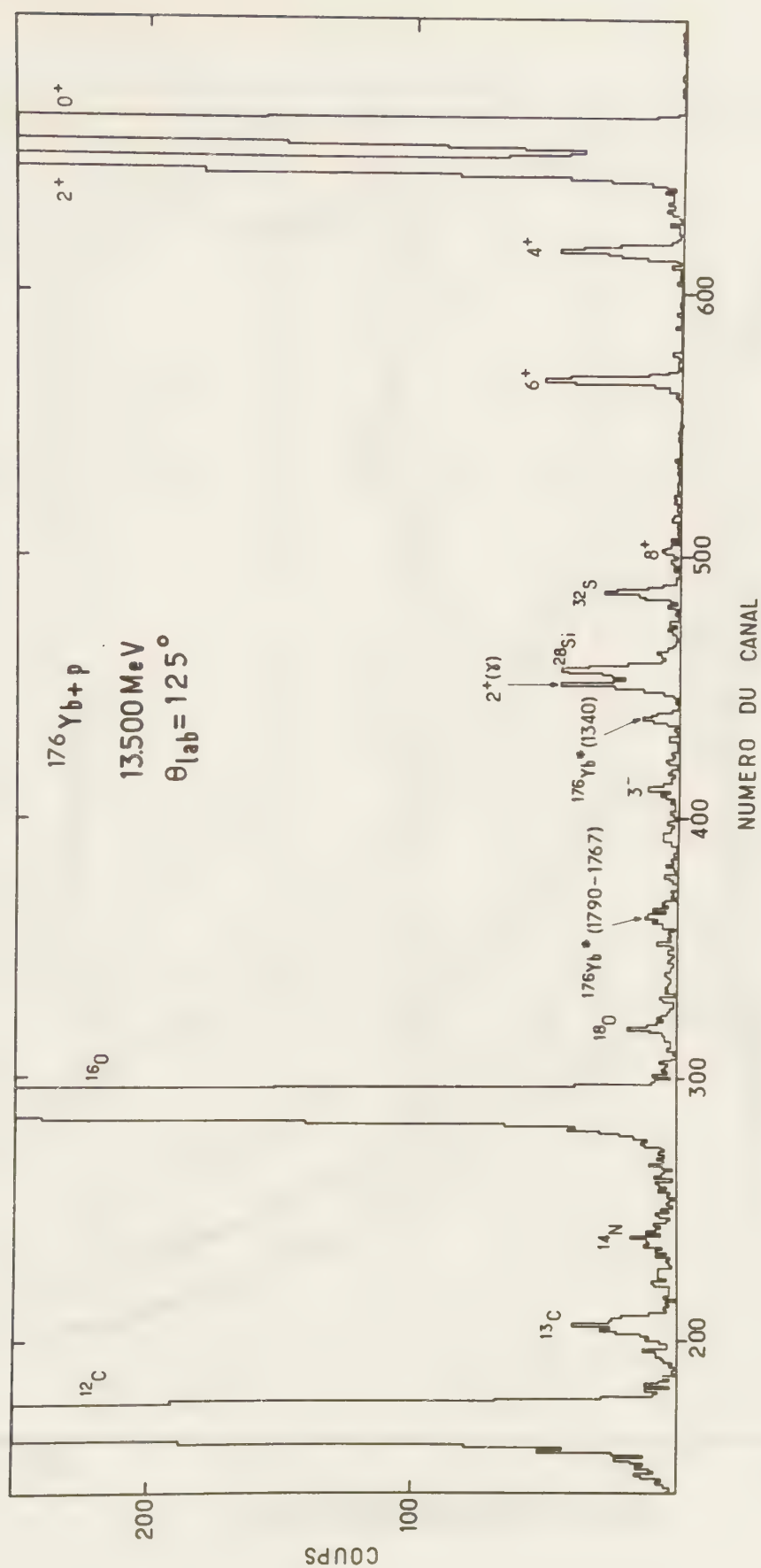


Fig. 25

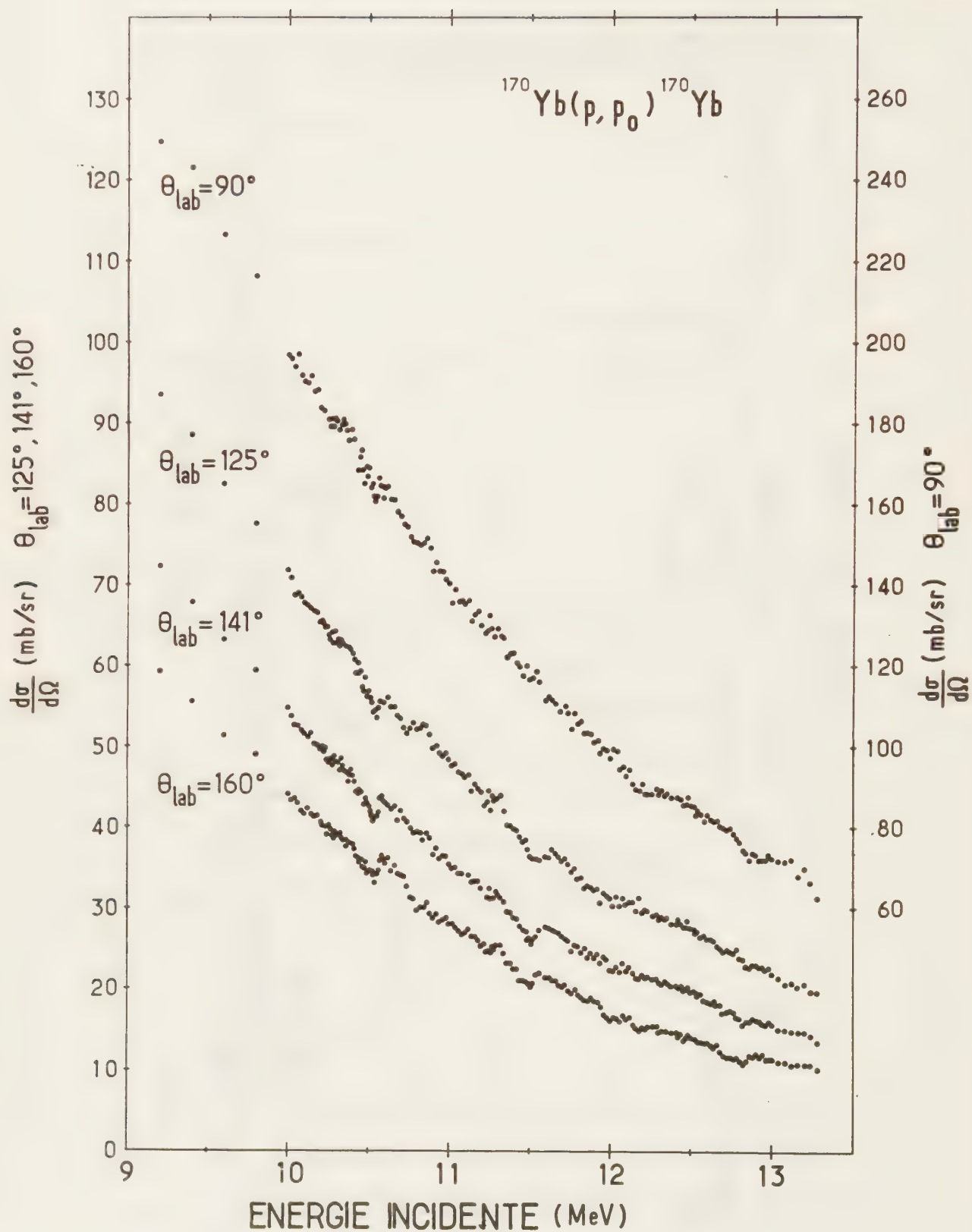


Fig. 26

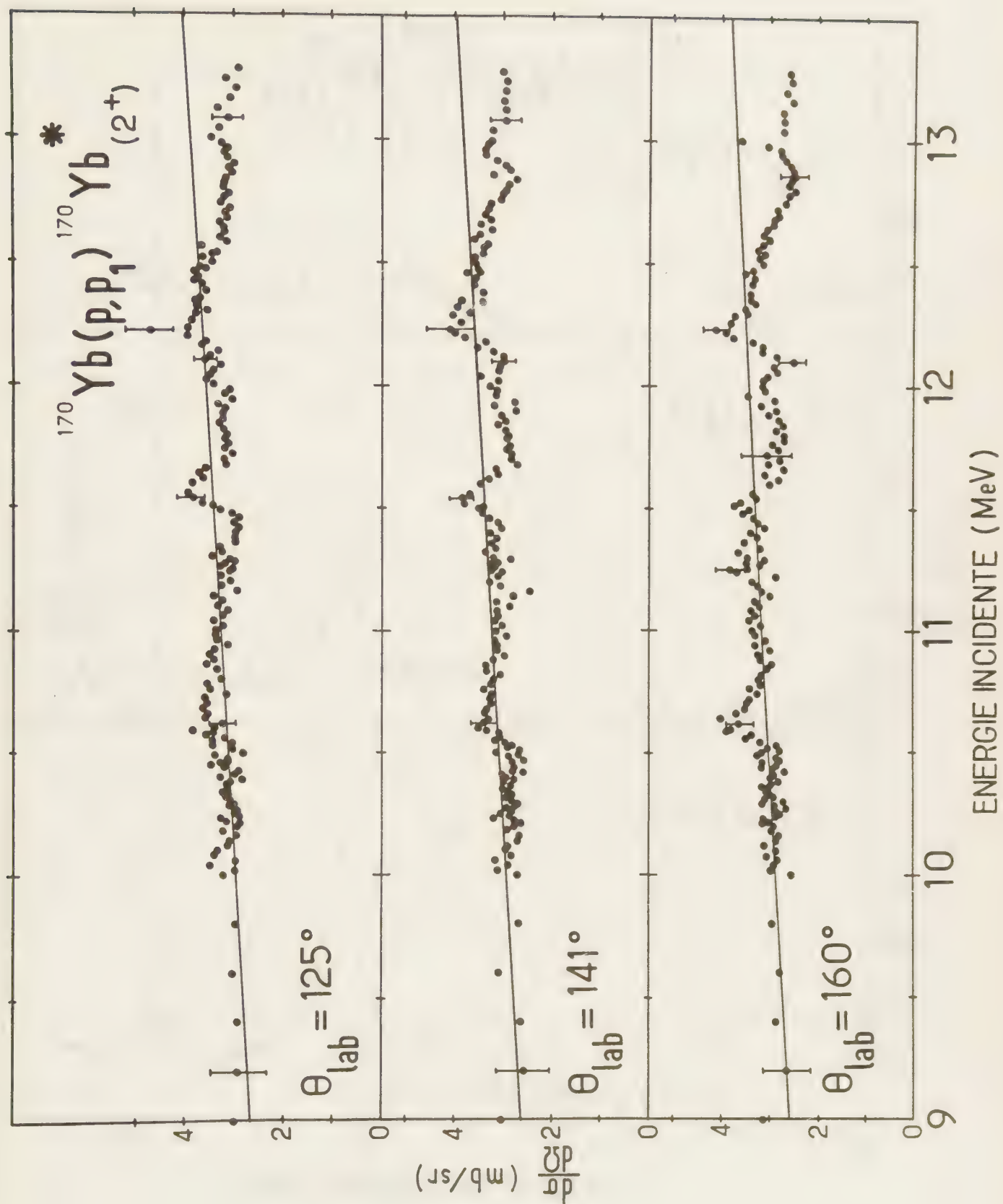


Fig. 27

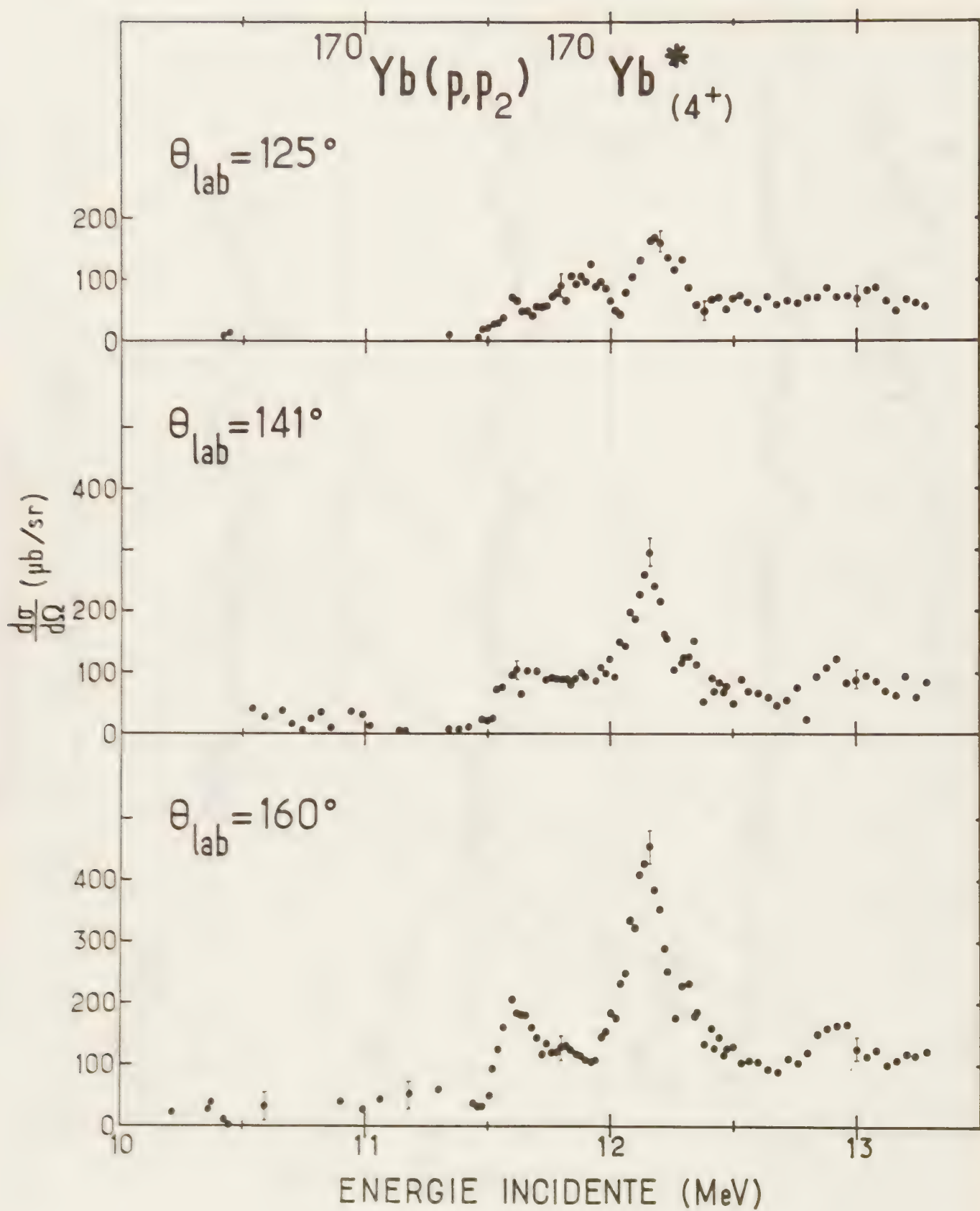


Fig. 28

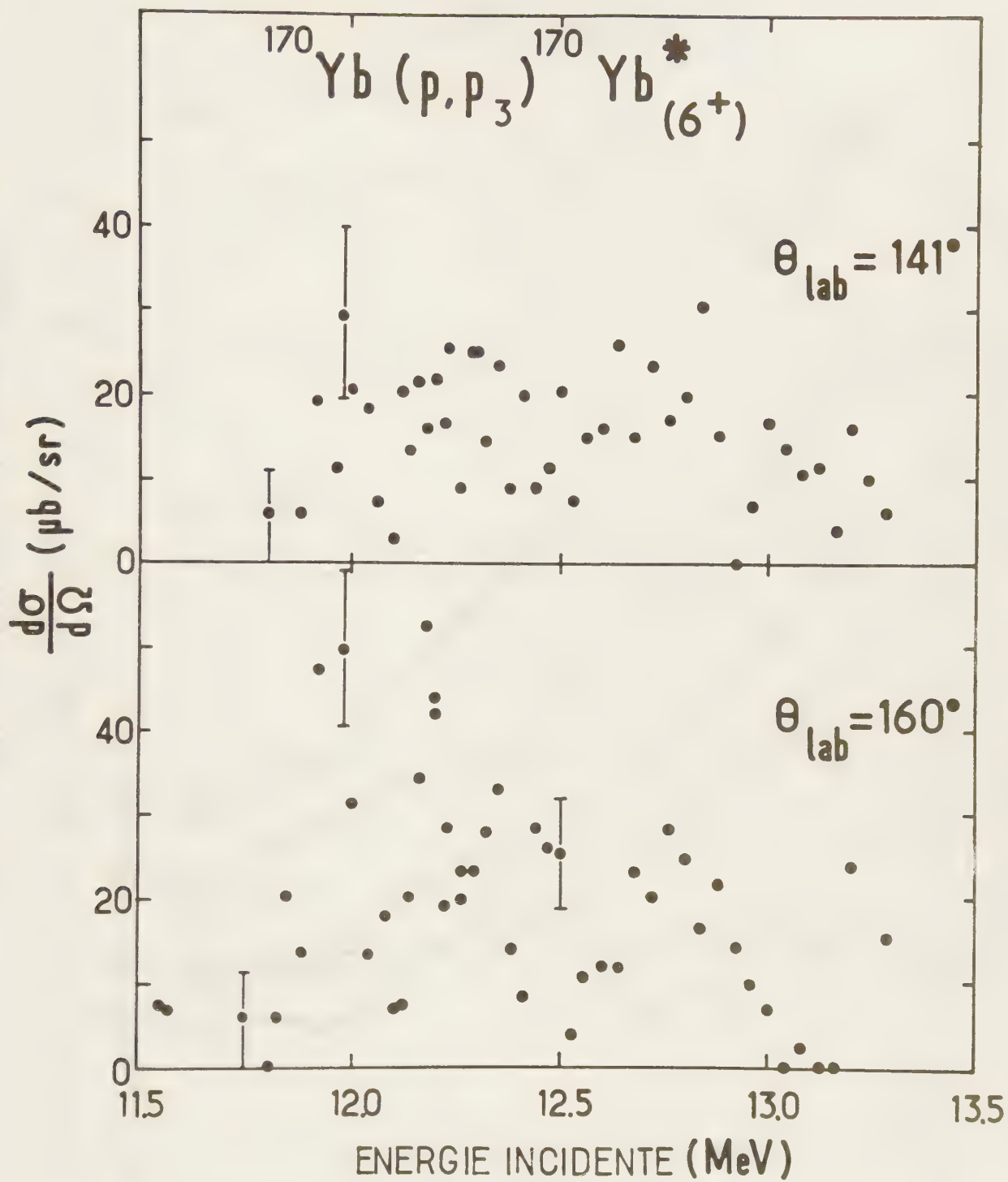


Fig. 29

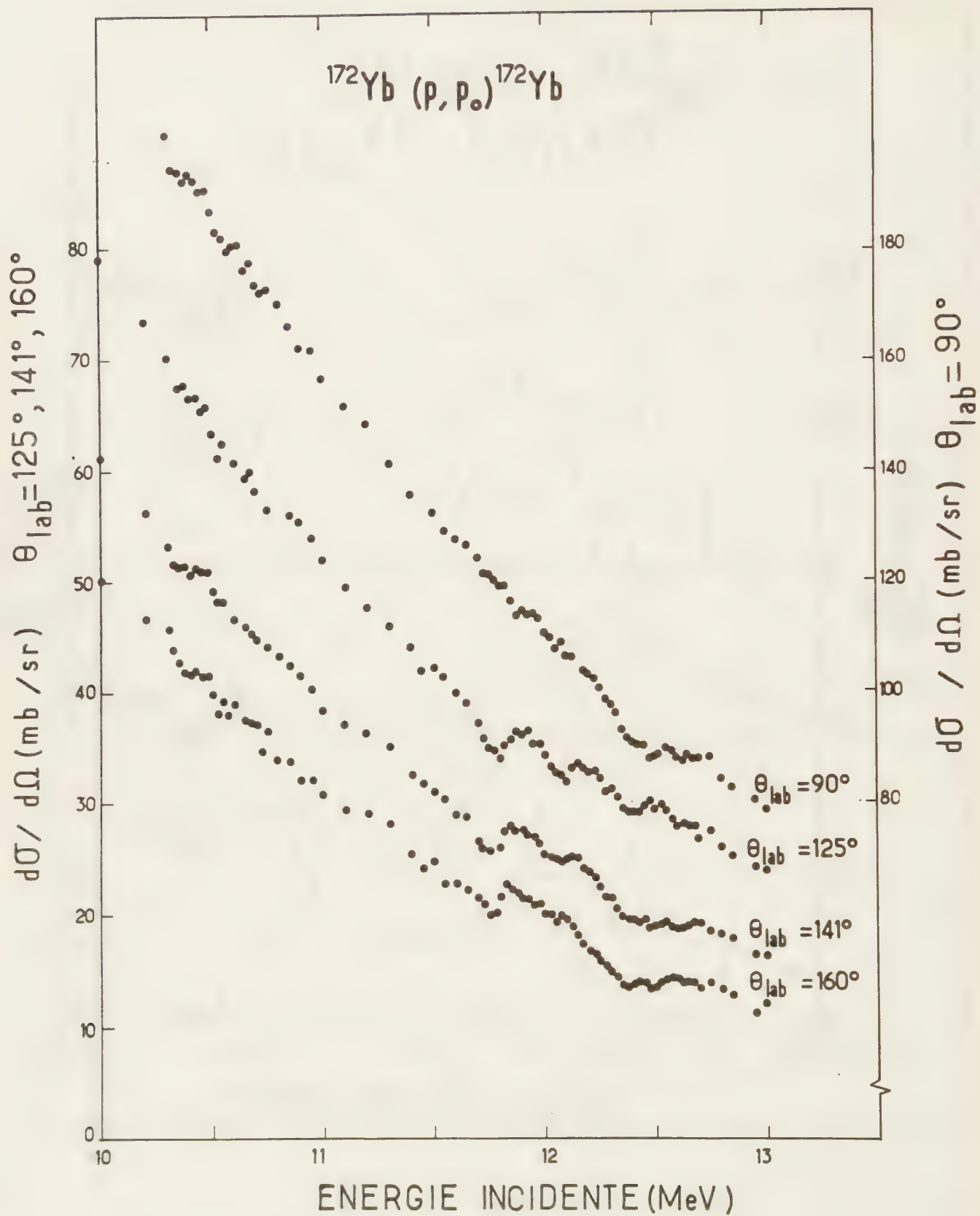


Fig. 30

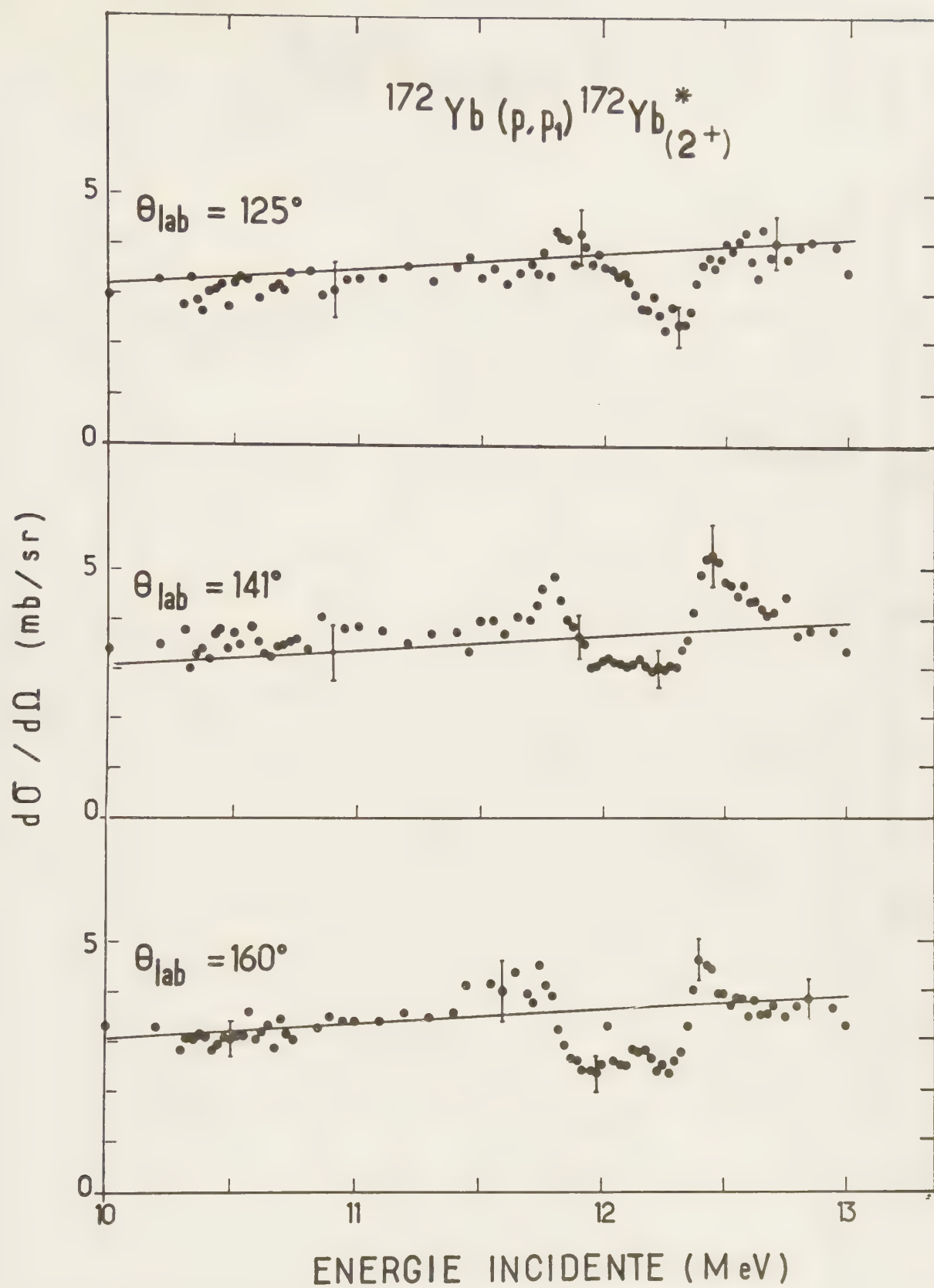


Fig.31

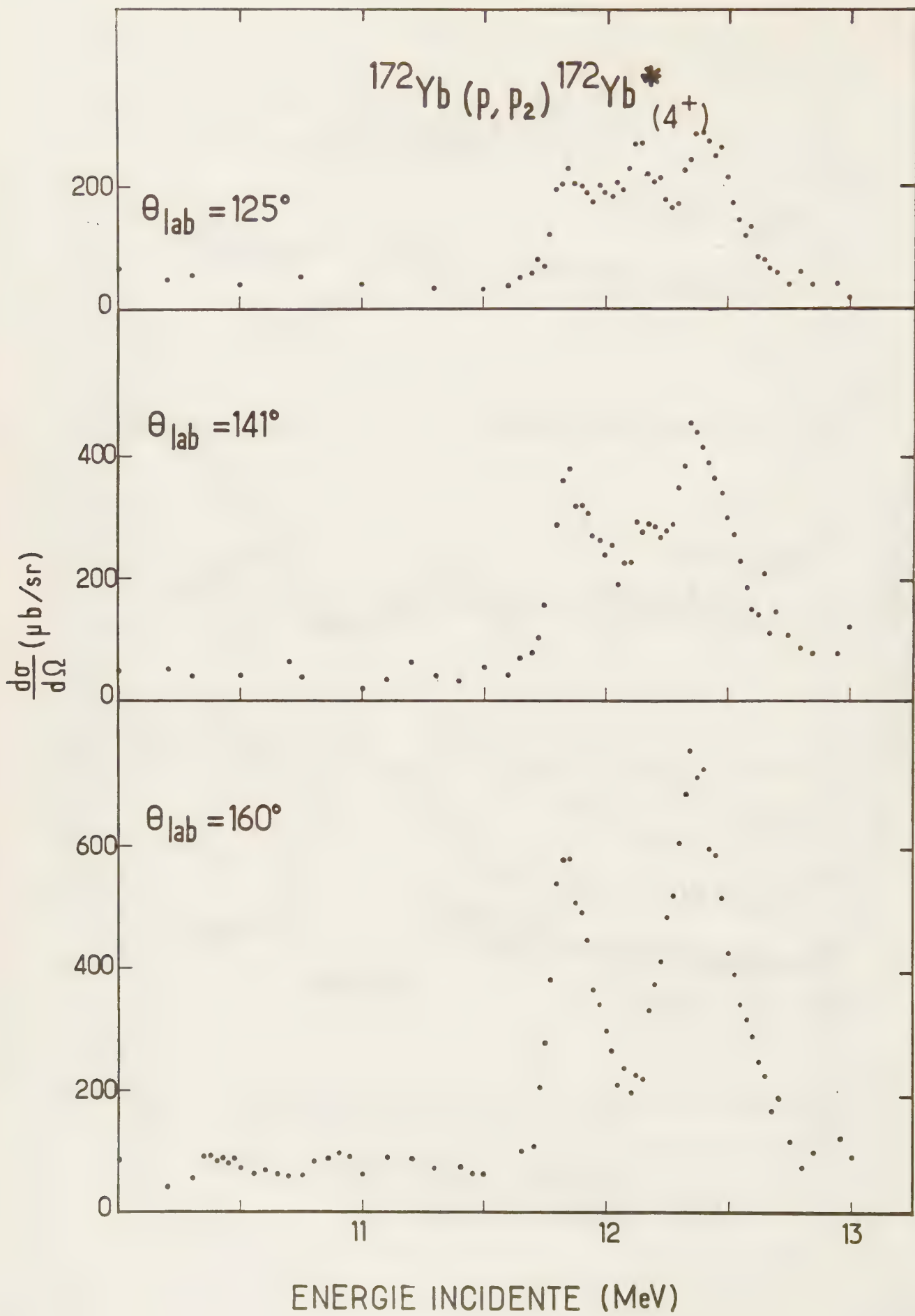


Fig. 32

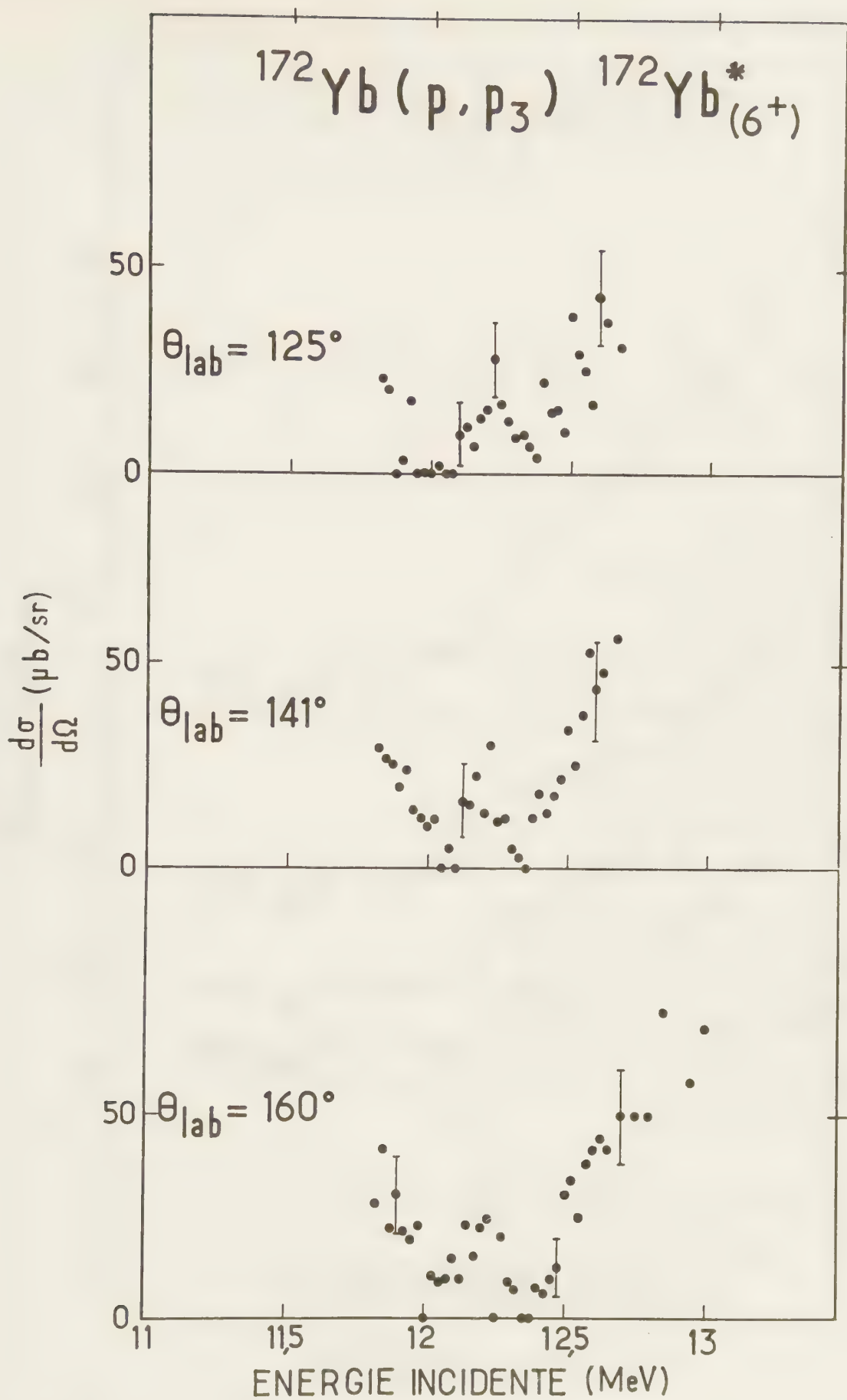


Fig. 33

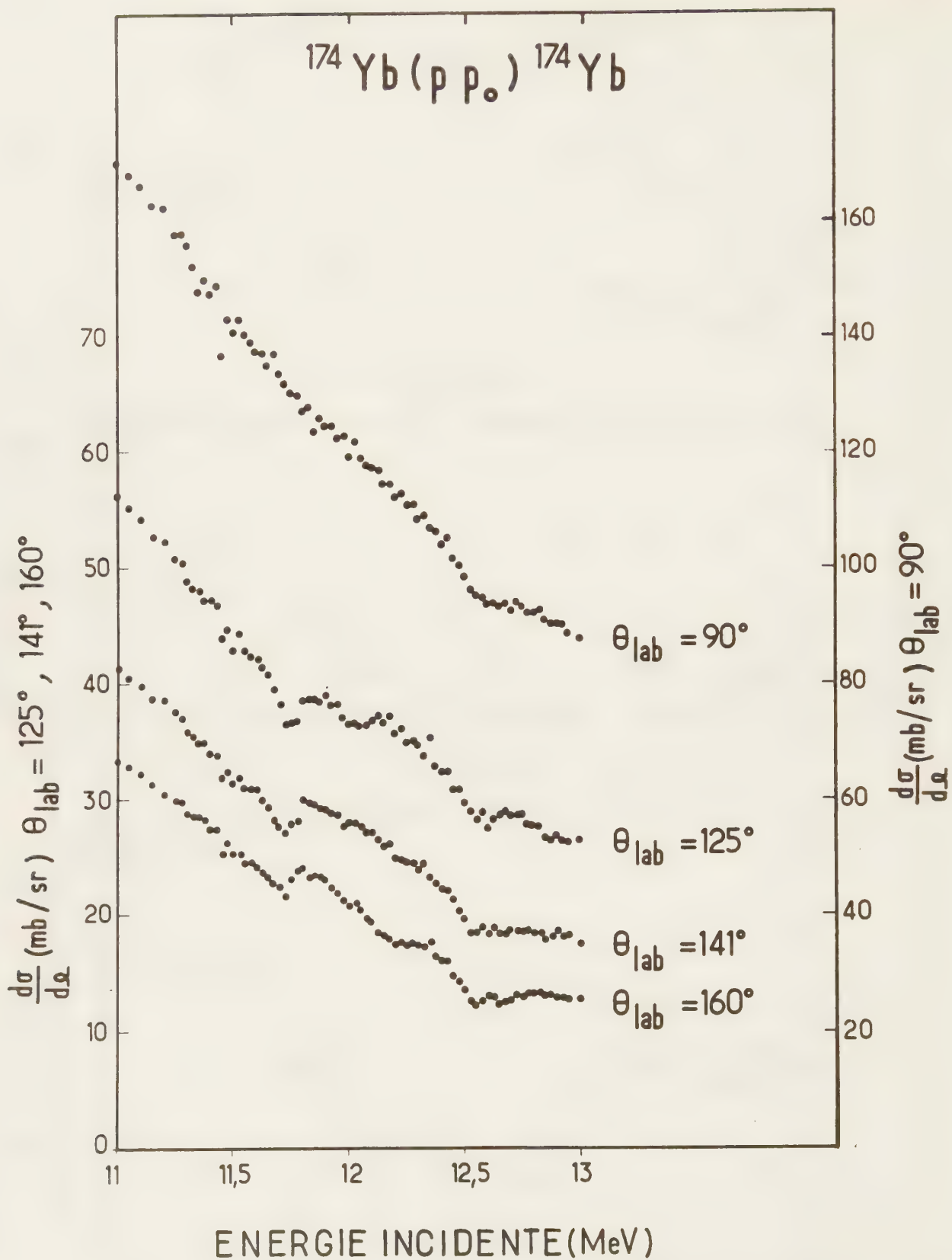


Fig. 34

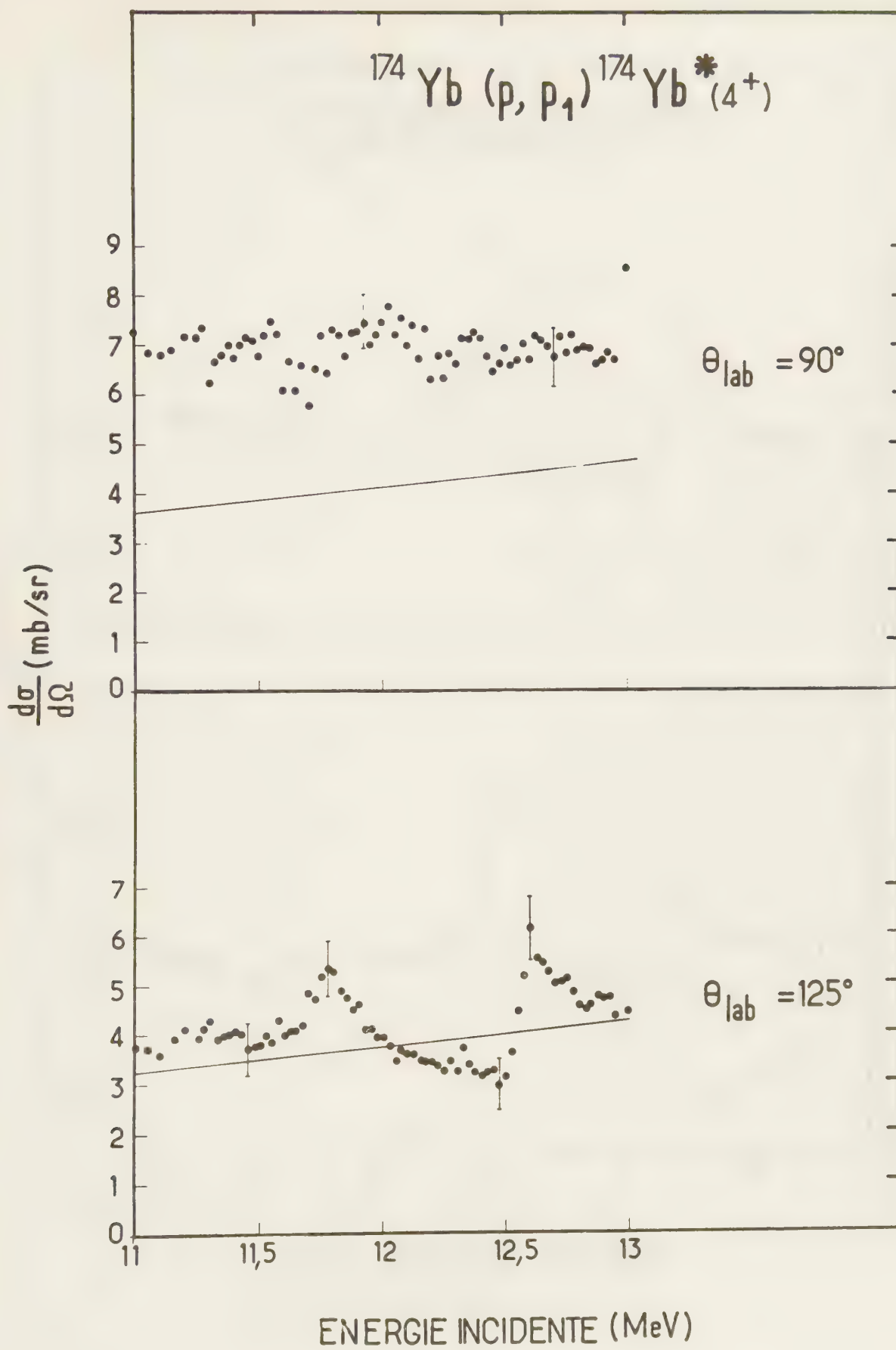


Fig. 35

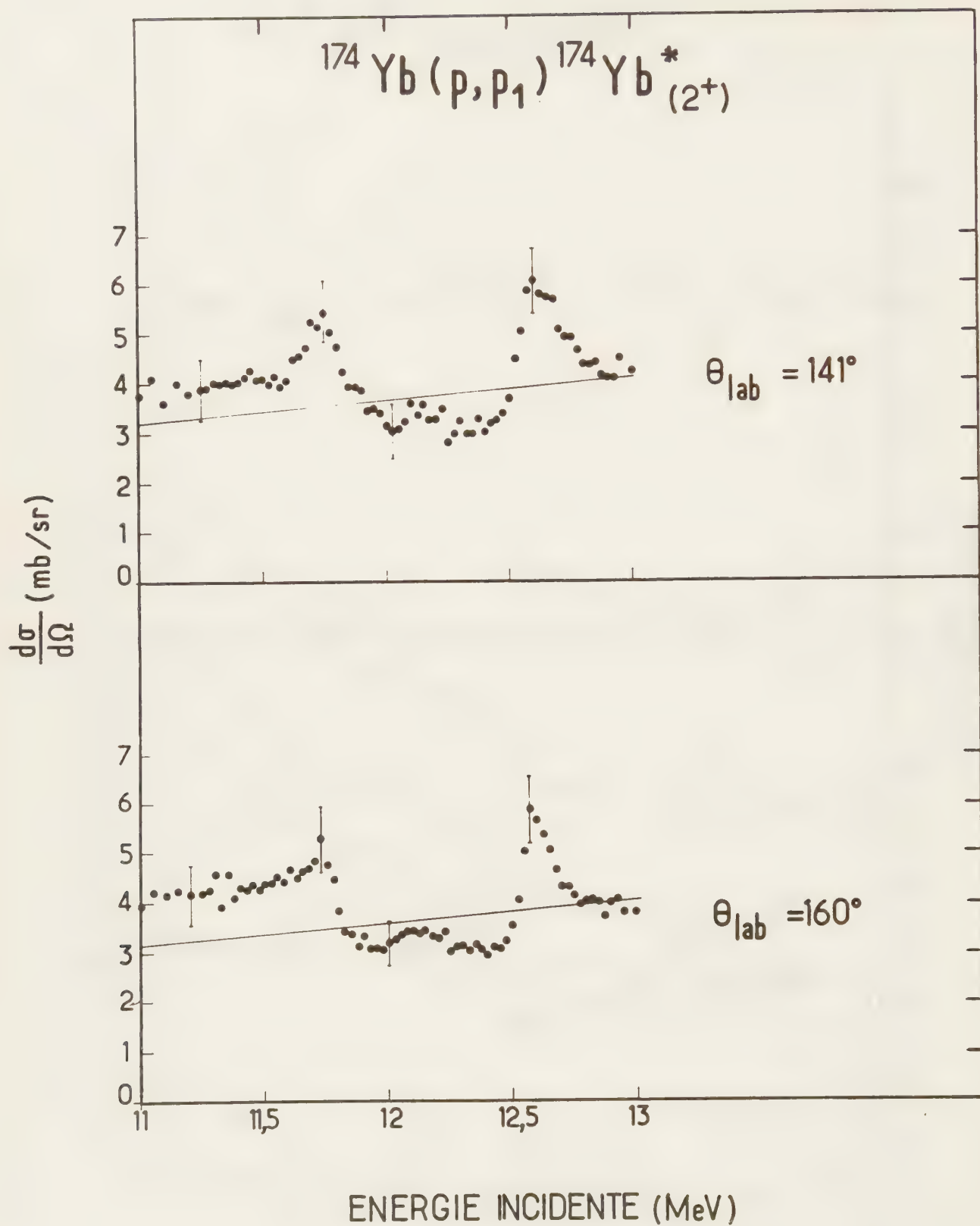


Fig. 36

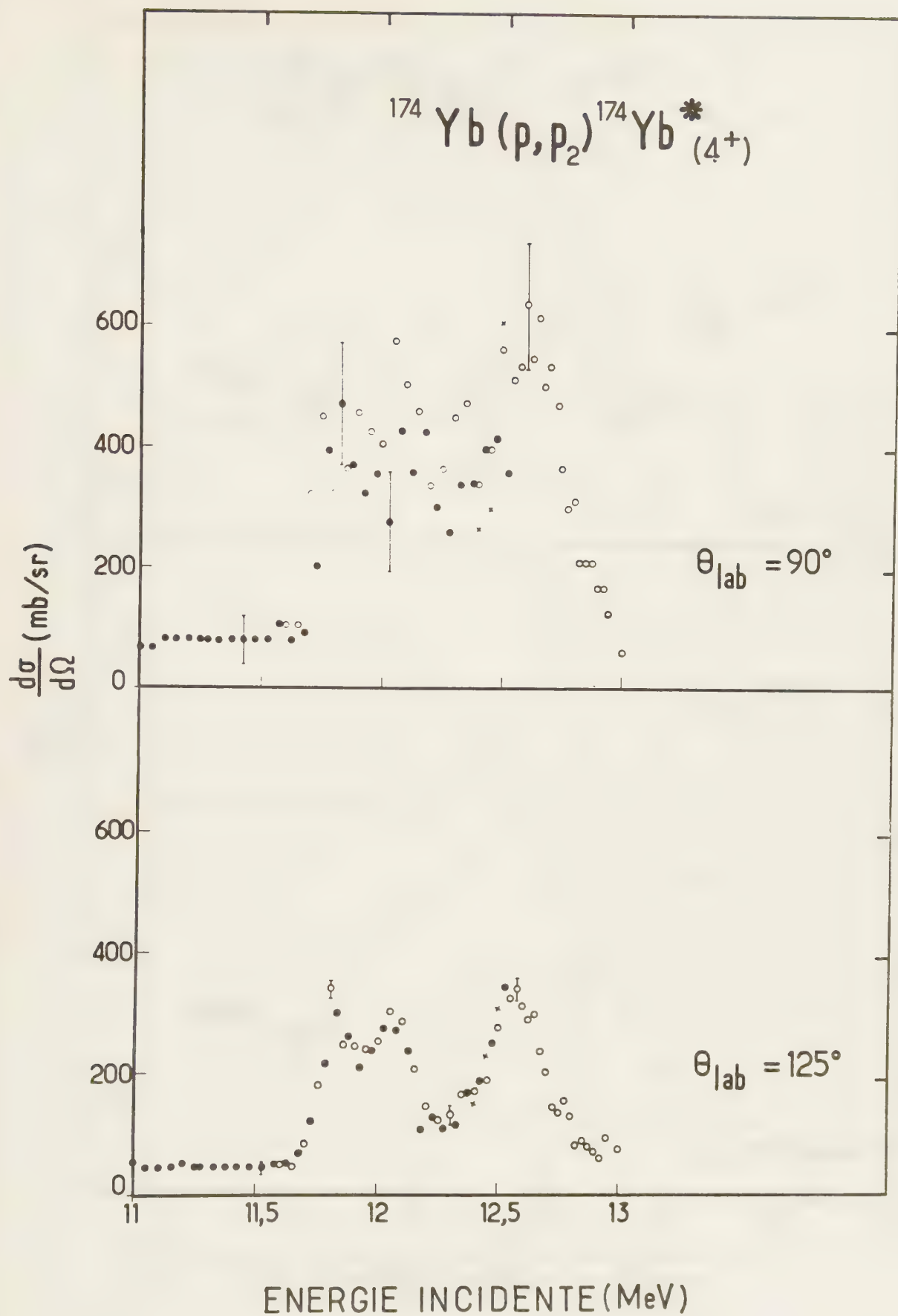


Fig. 37

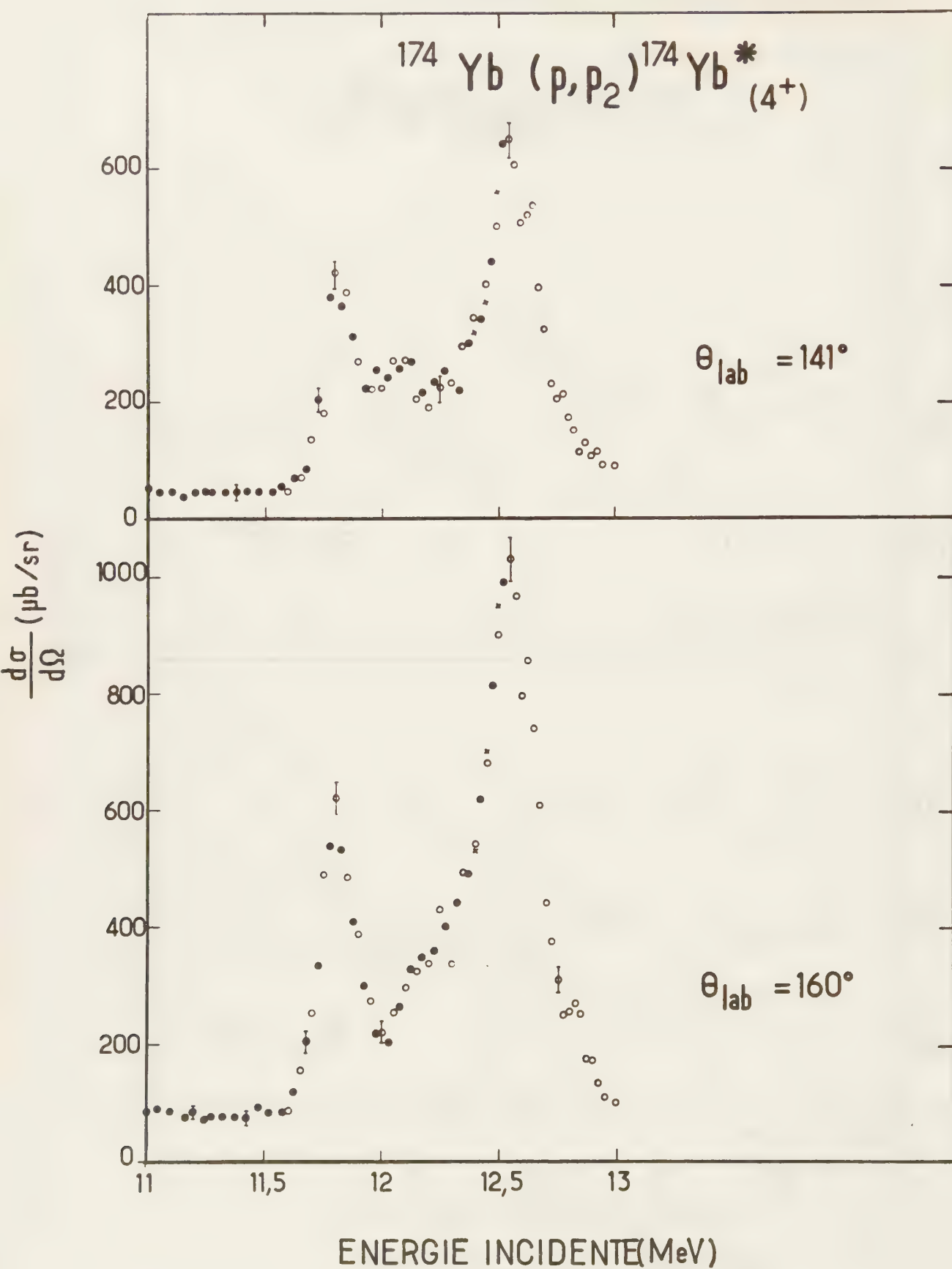


Fig. 38

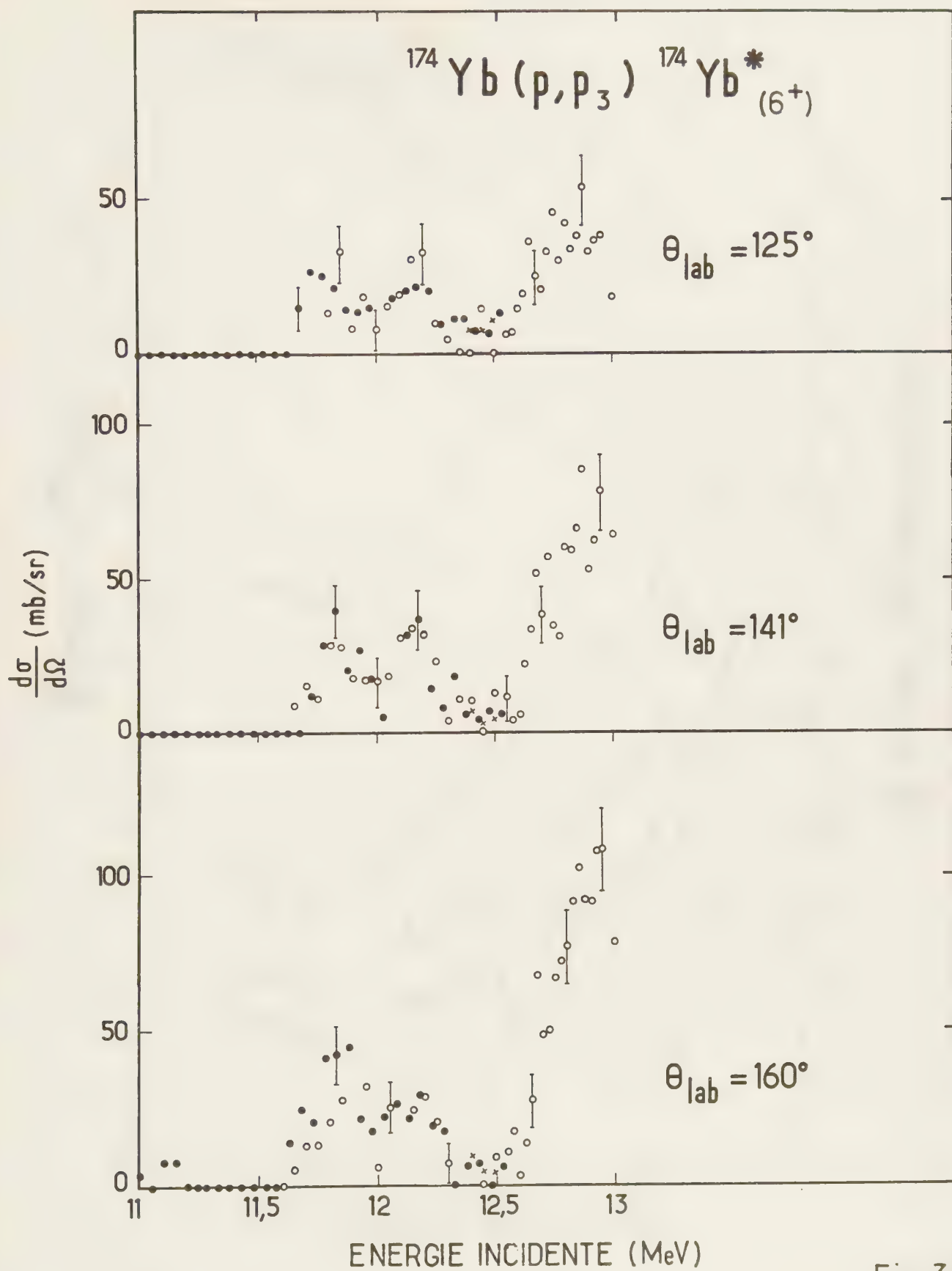


Fig. 39

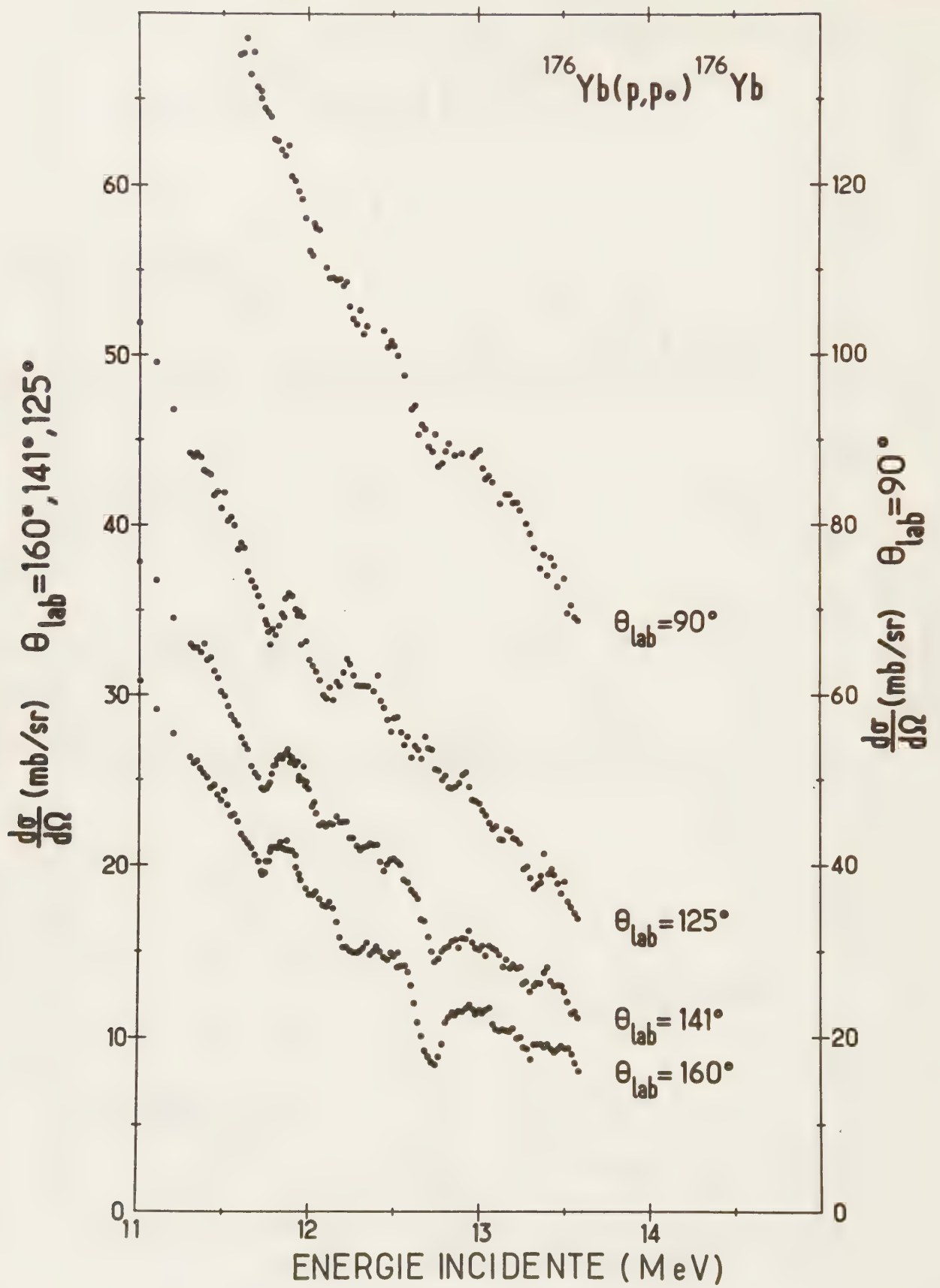


Fig. 40

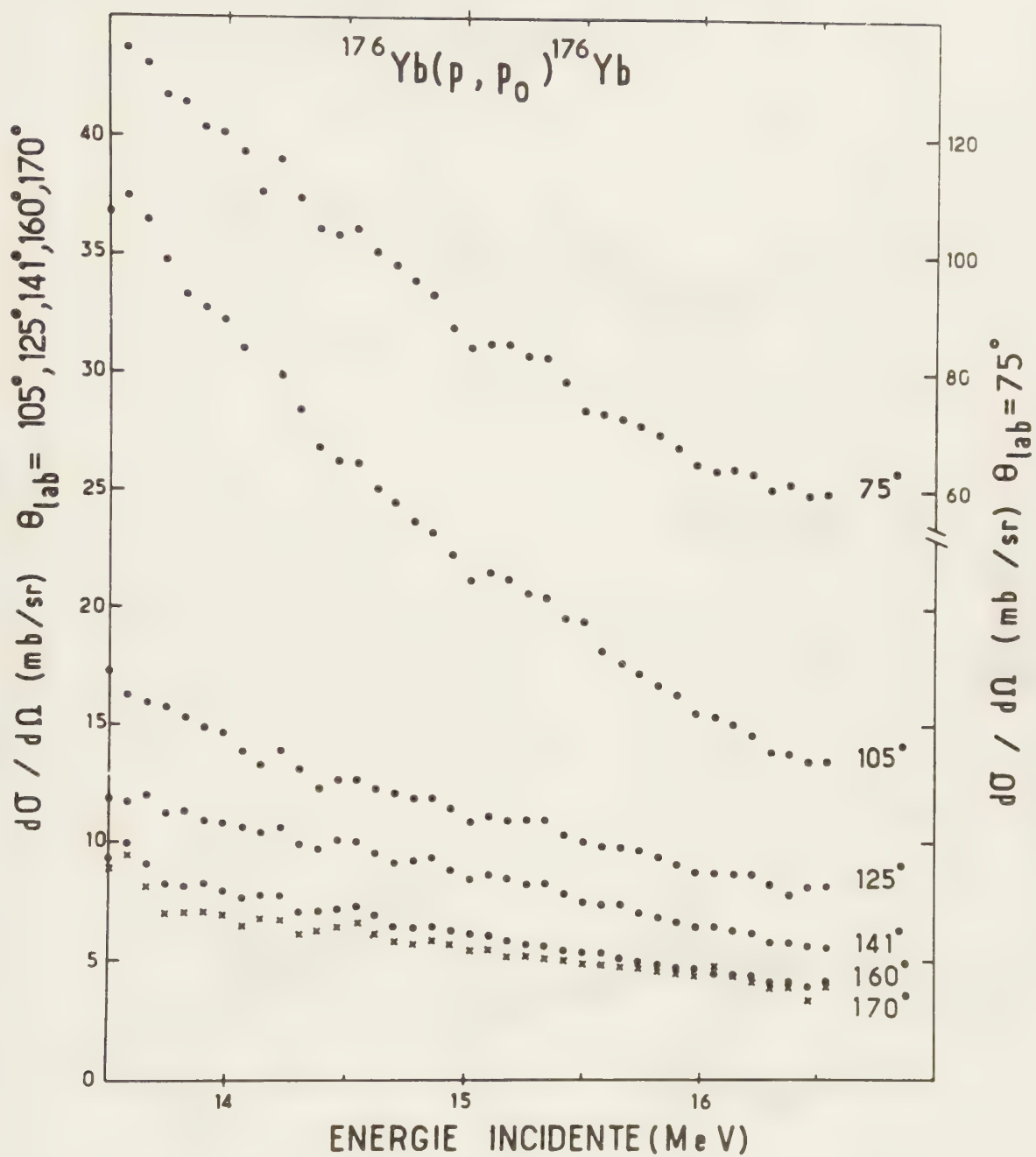


Fig. 41

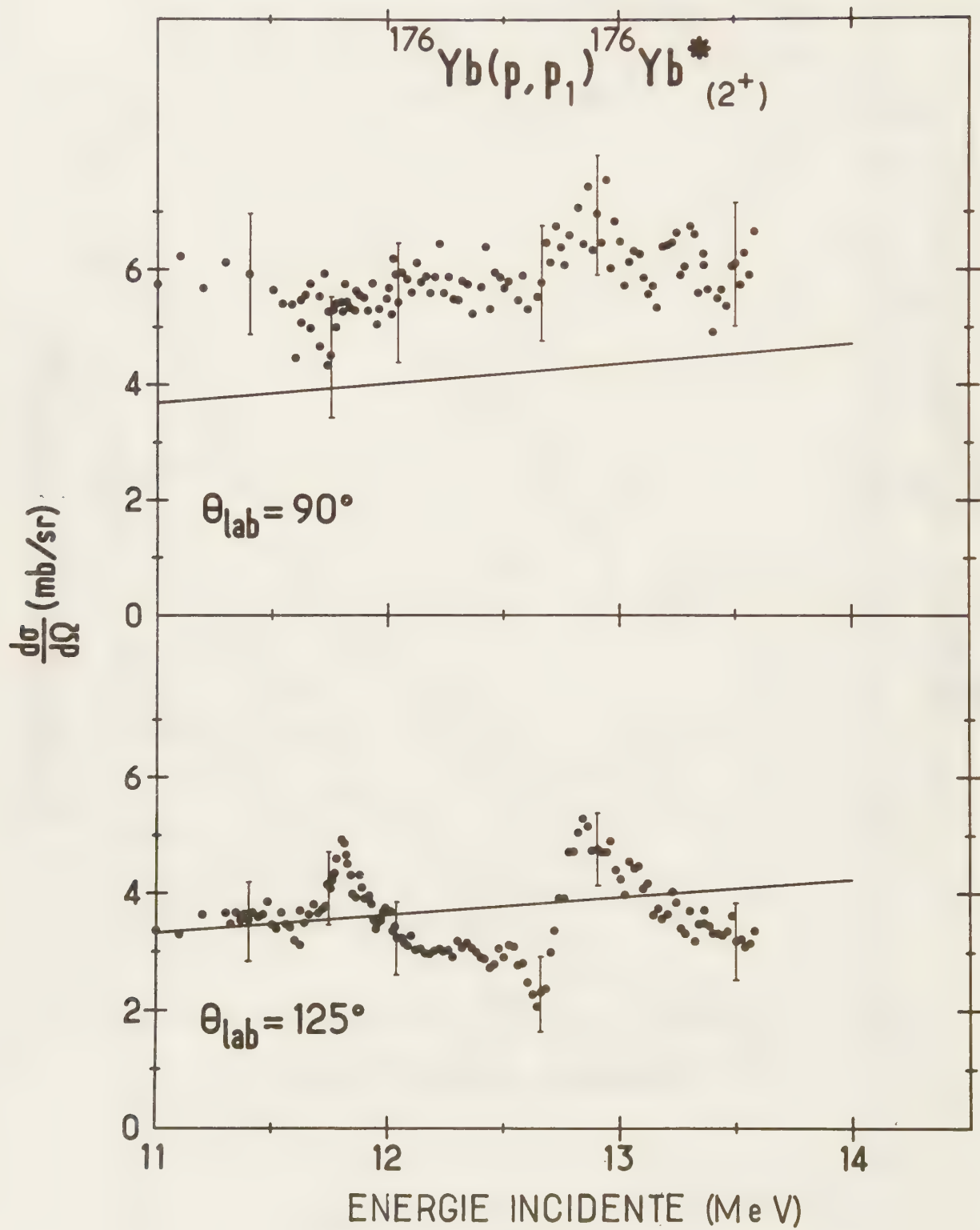


Fig.42

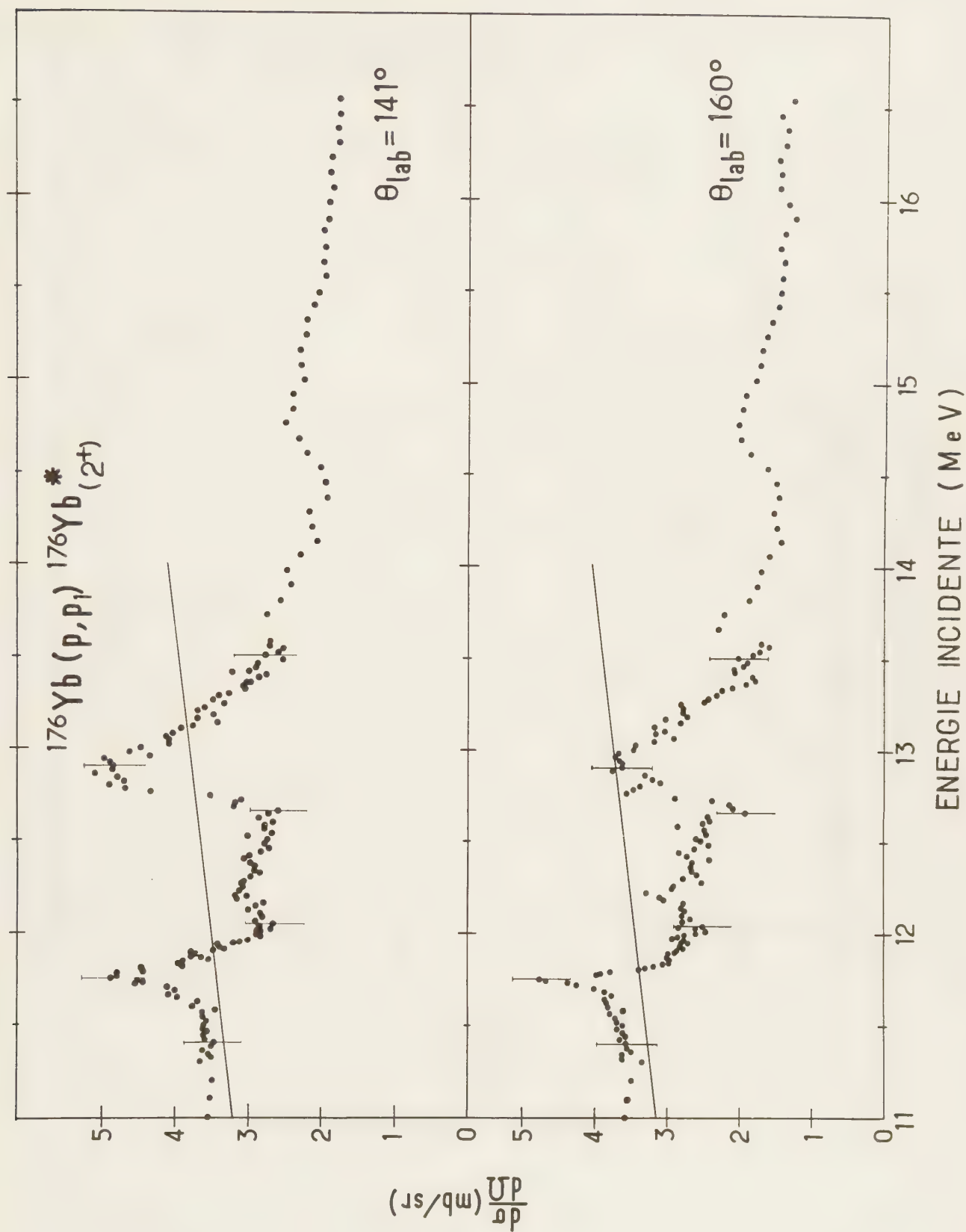


Fig. 43

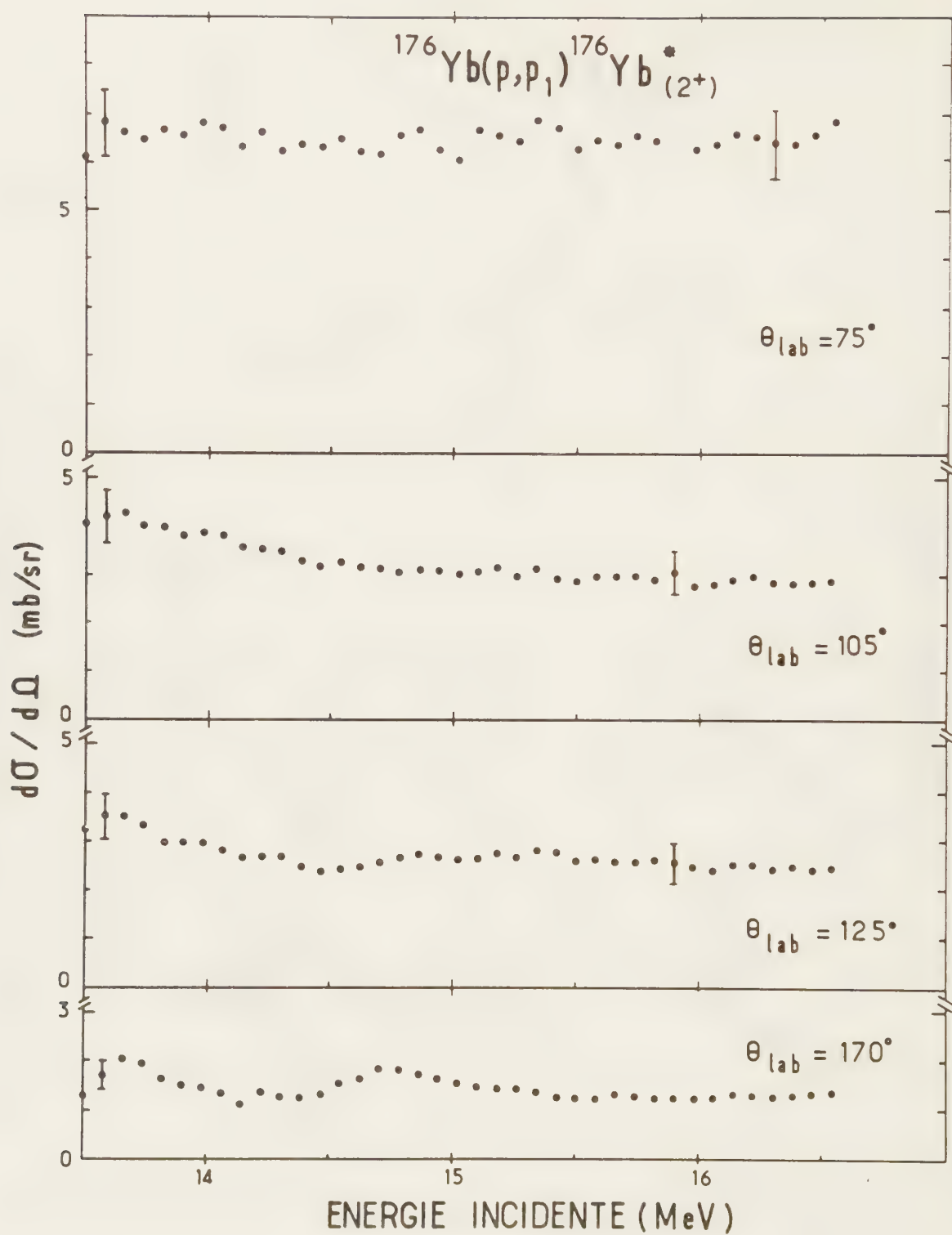


Fig. 44

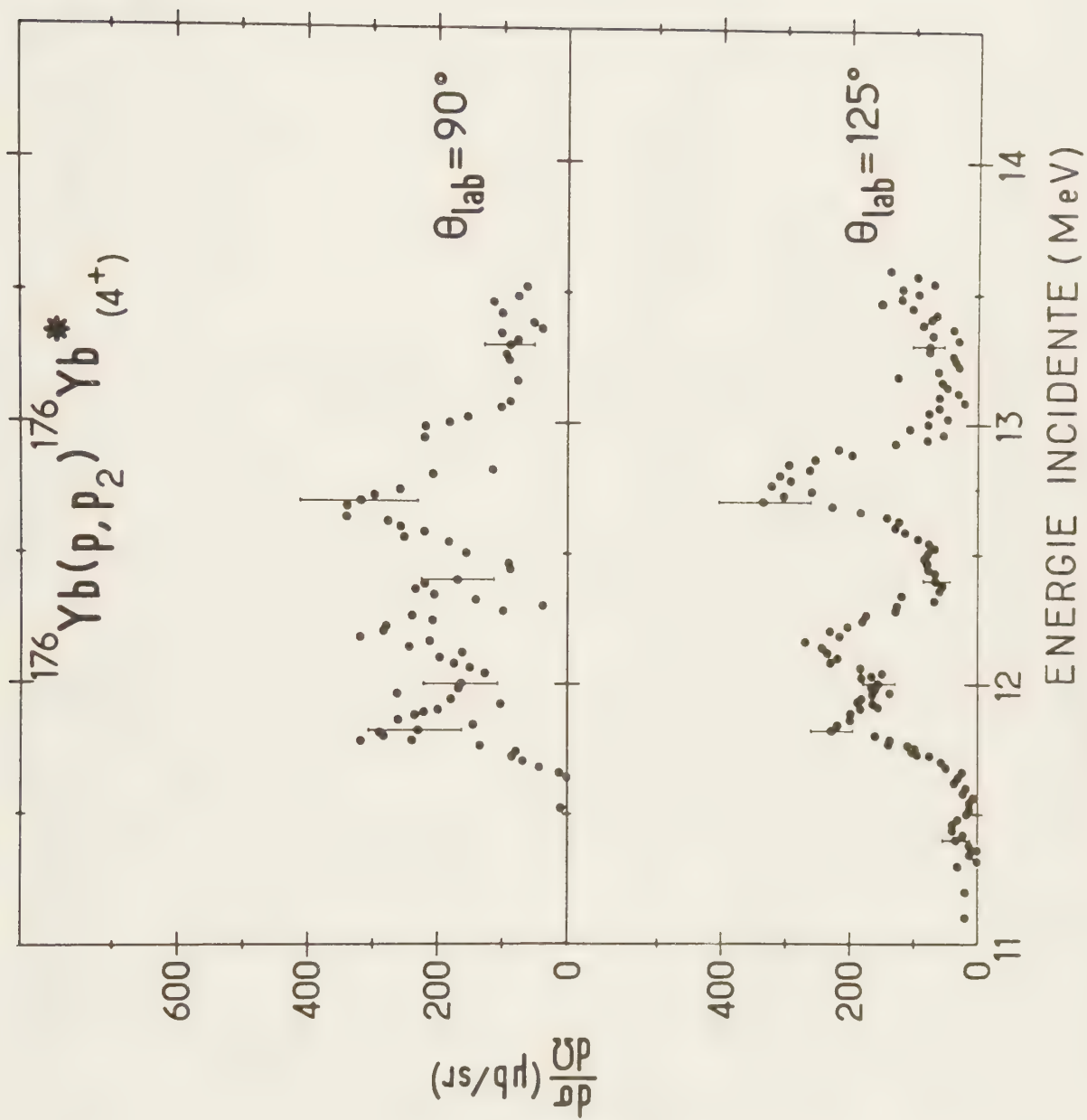


Fig. 45

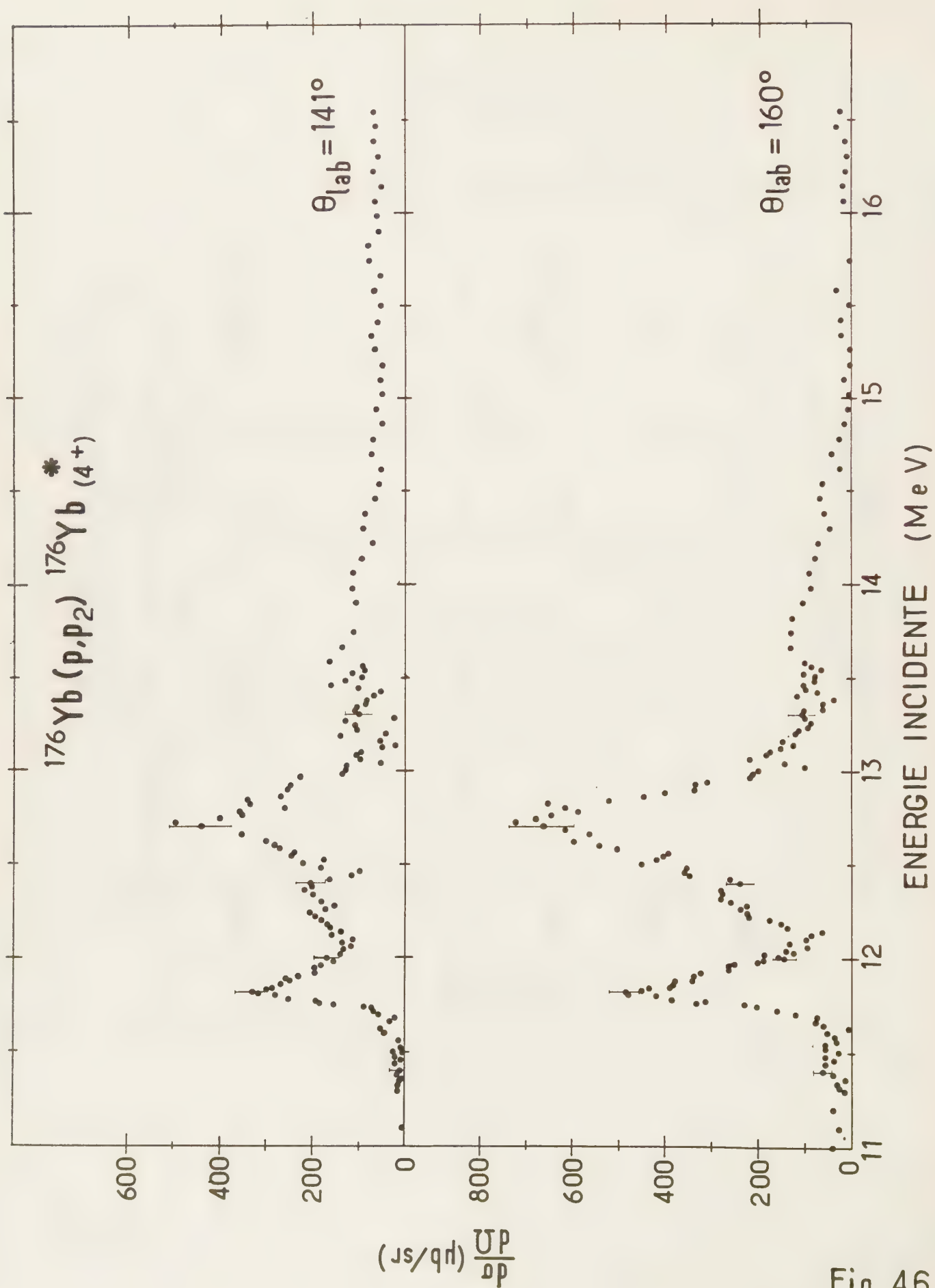


Fig. 46

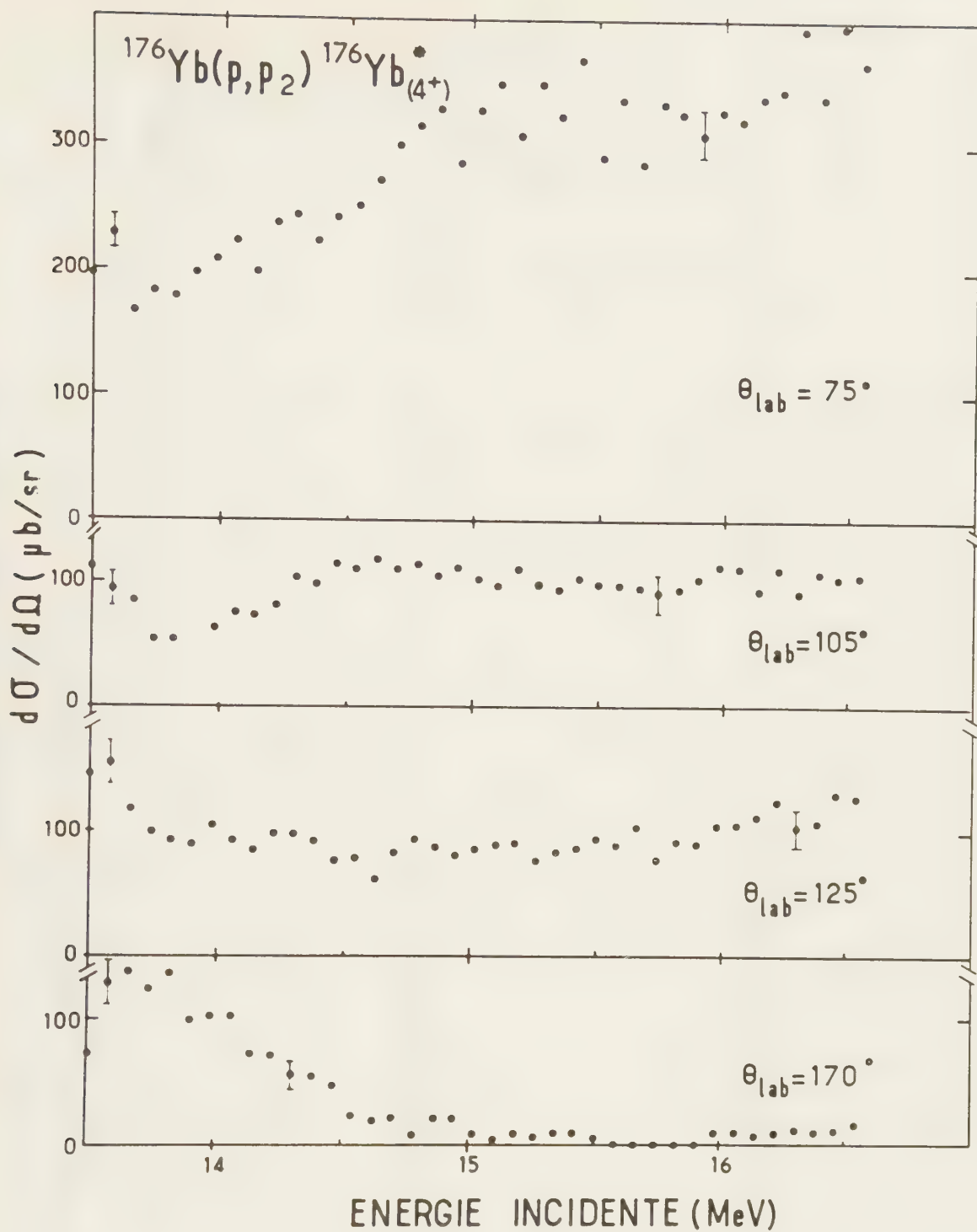


Fig. 47

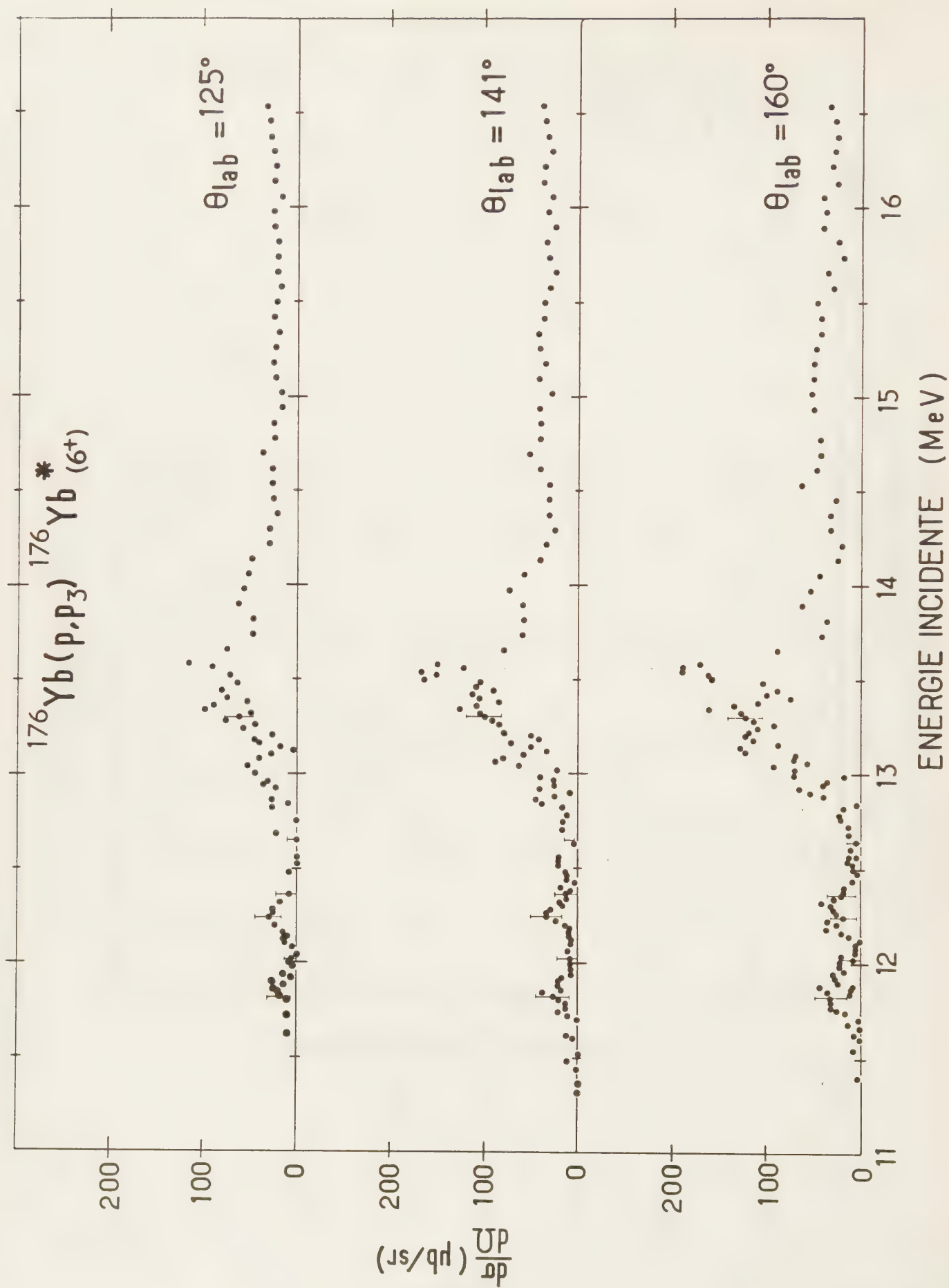


Fig. 48

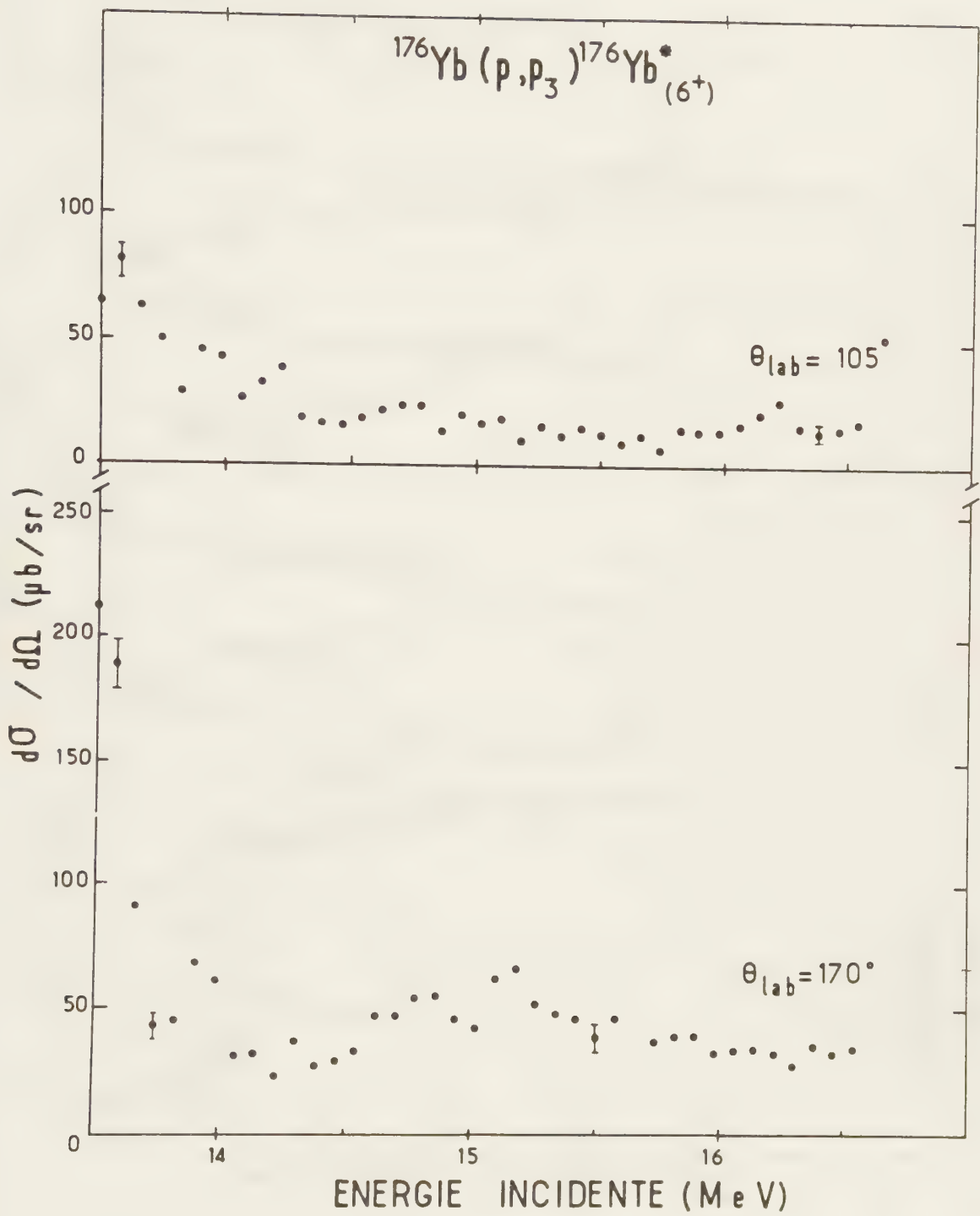


Fig.49

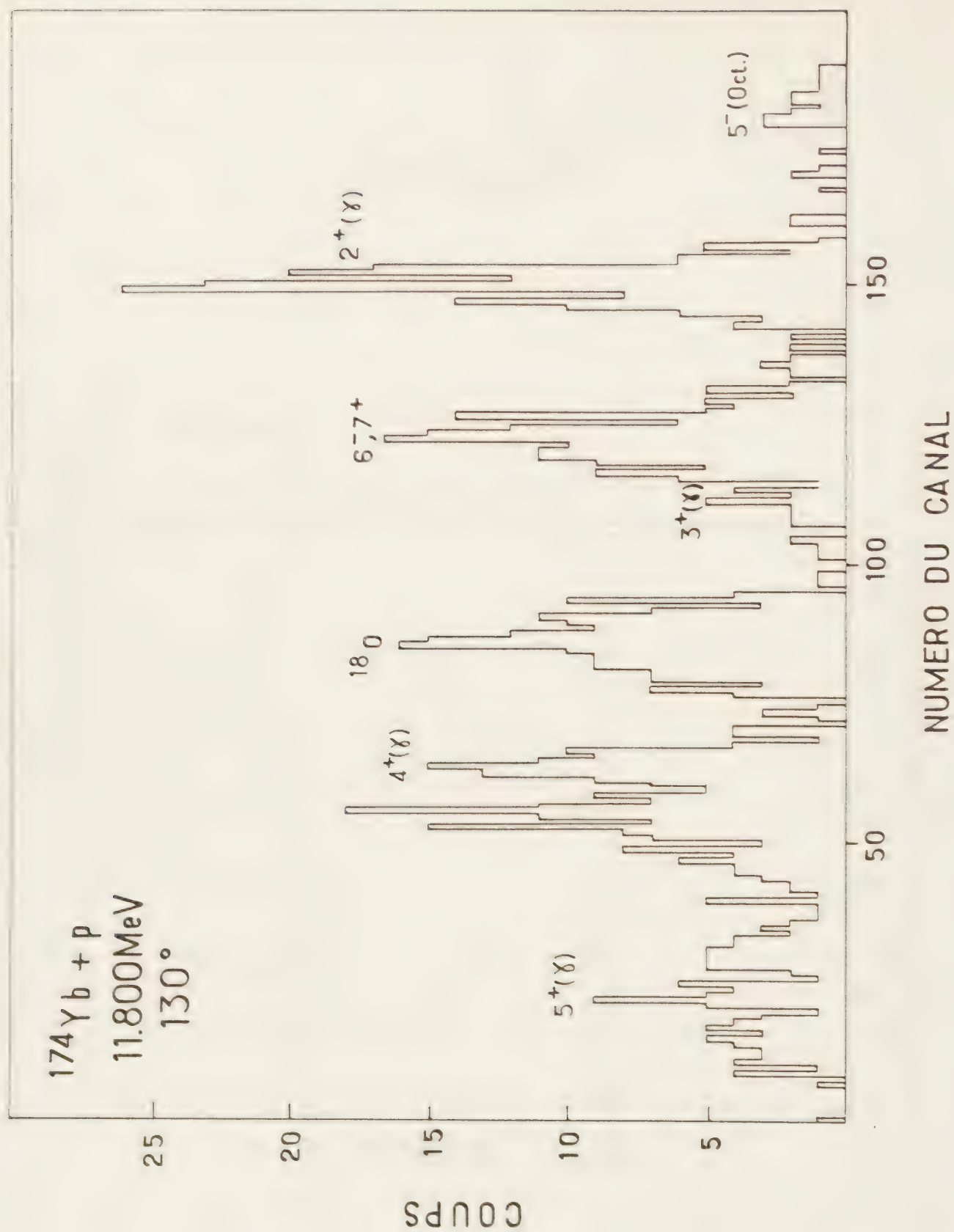


Fig. 50

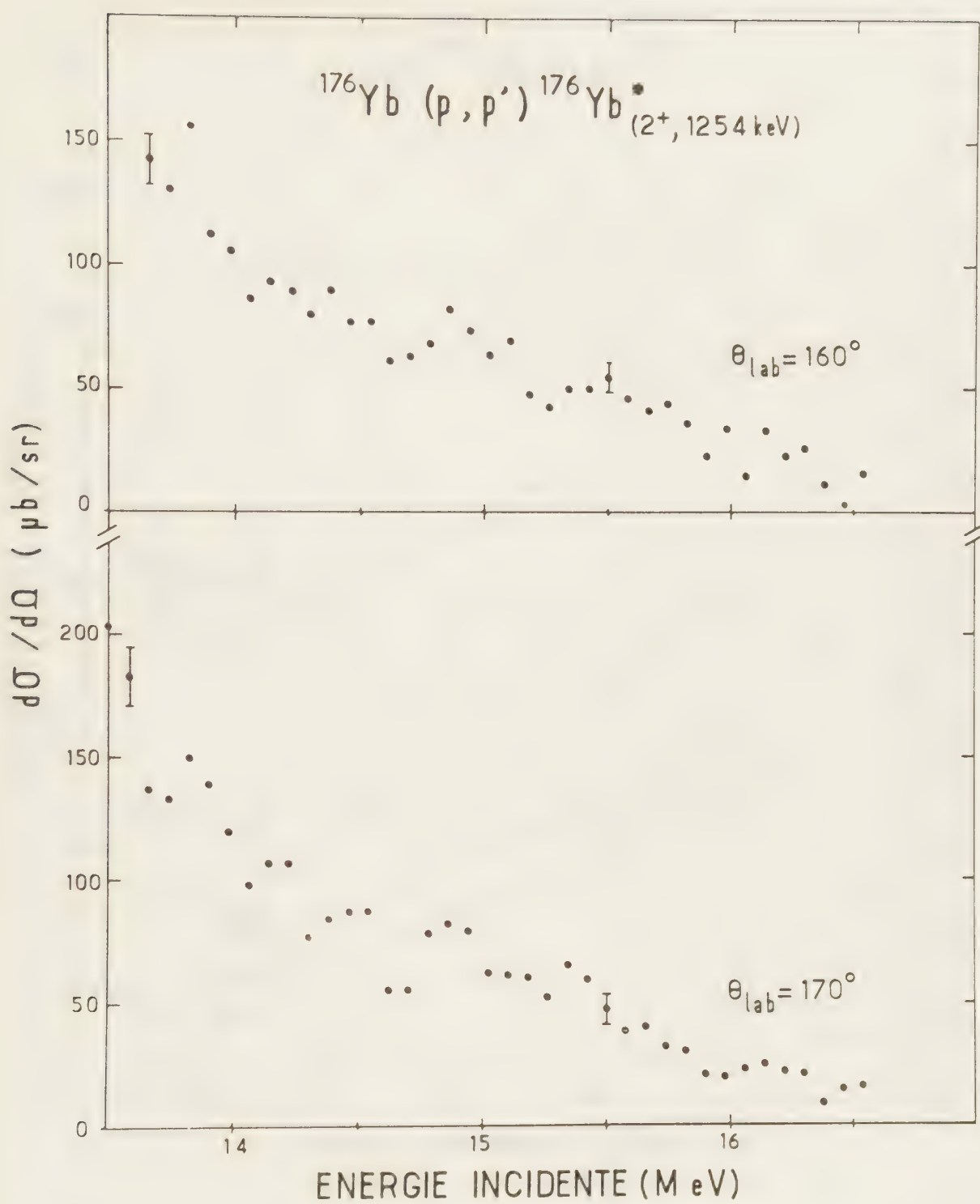


Fig.51

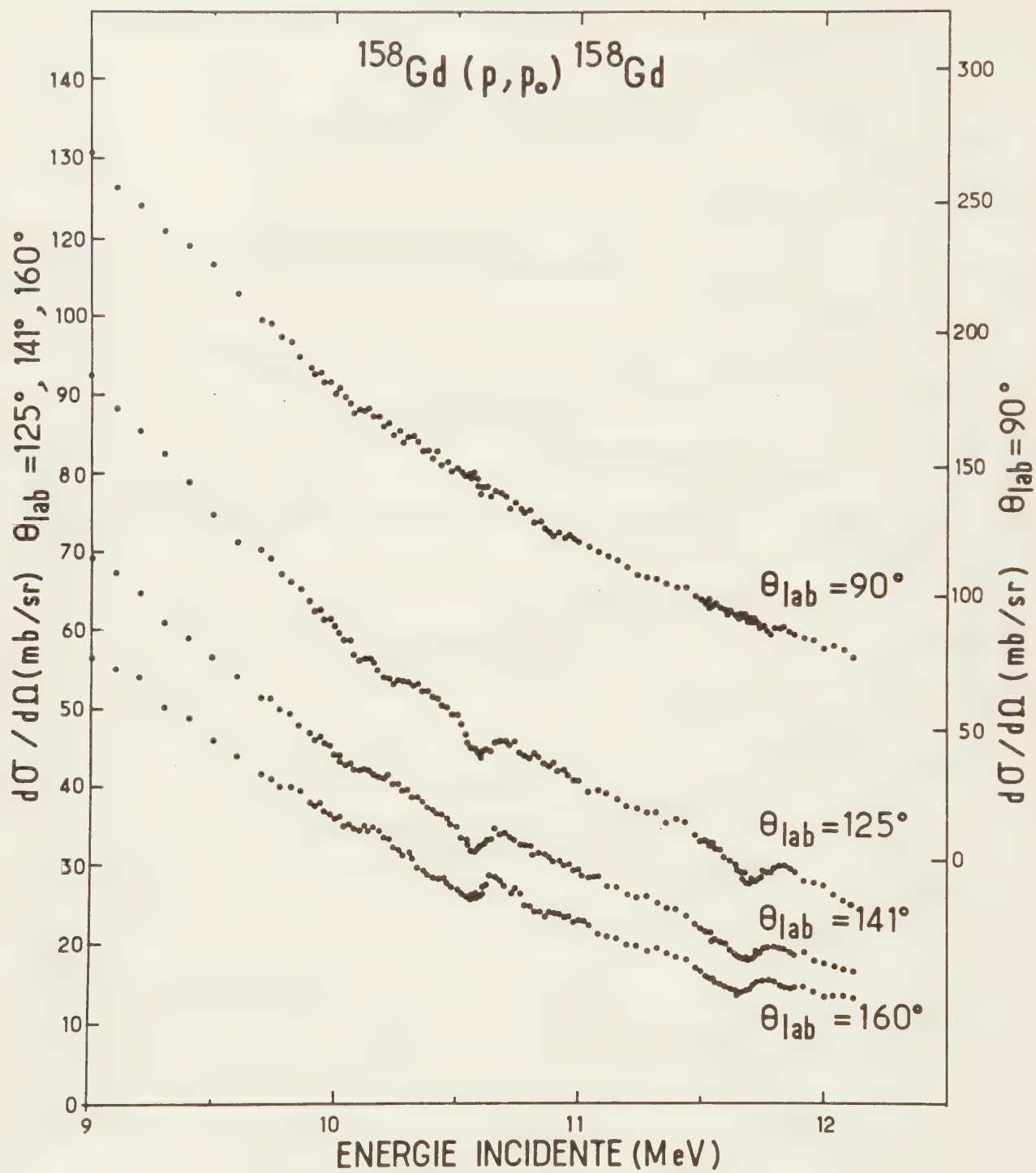


Fig.52

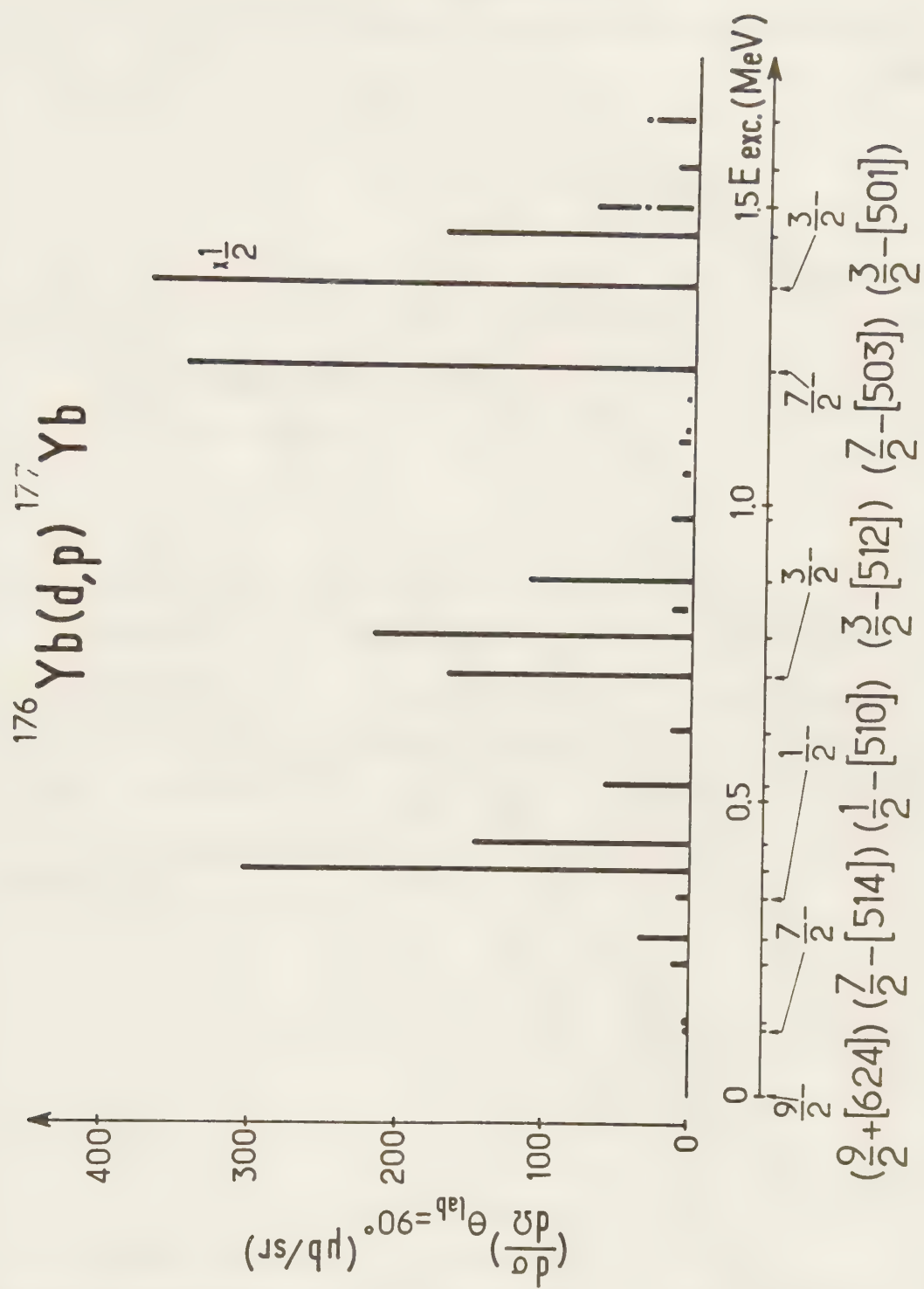


Fig. 53

$^{172}\text{Yb} + p$

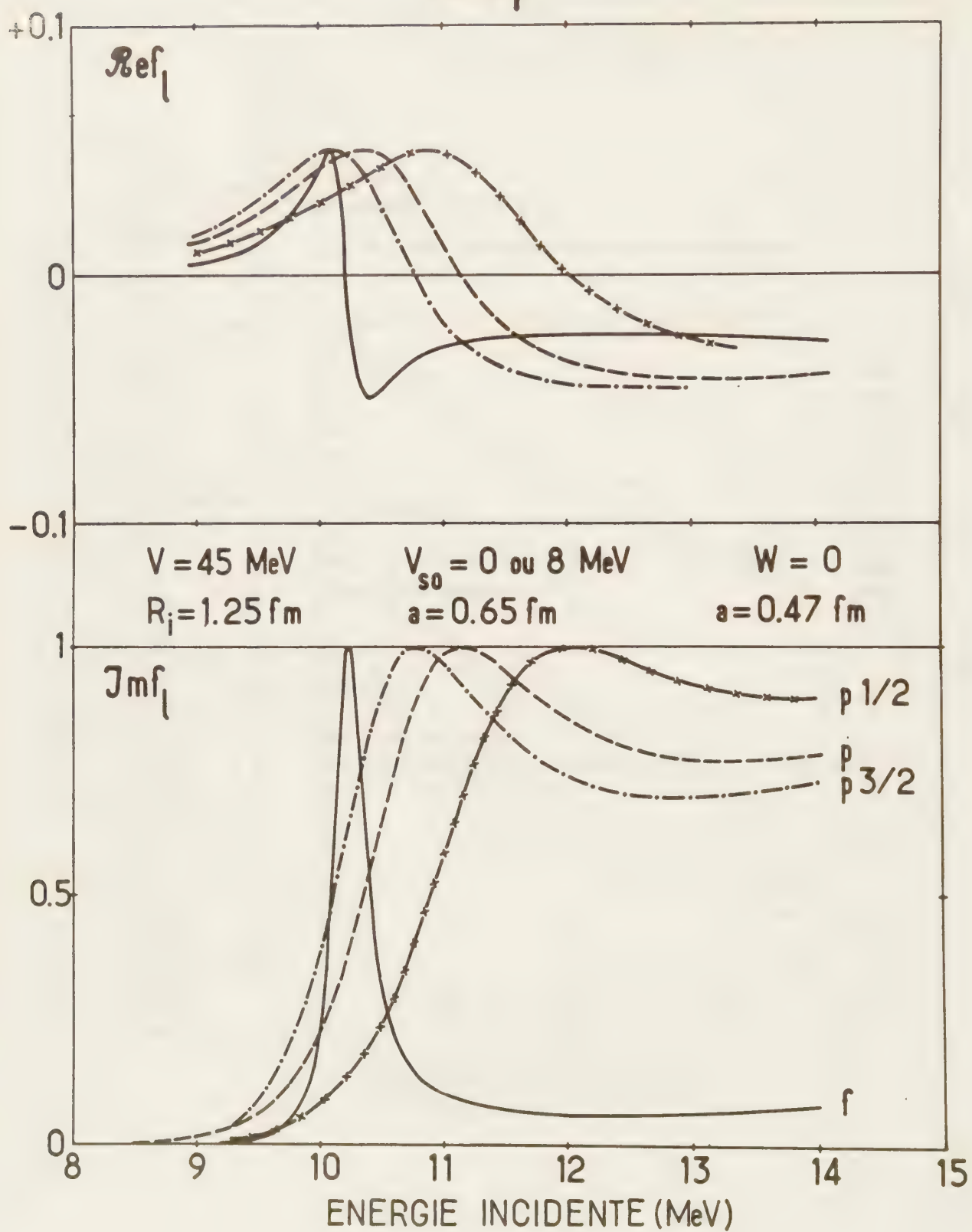


Fig. 54

LARGEURS DE PARTICULE INDEPENDANTE

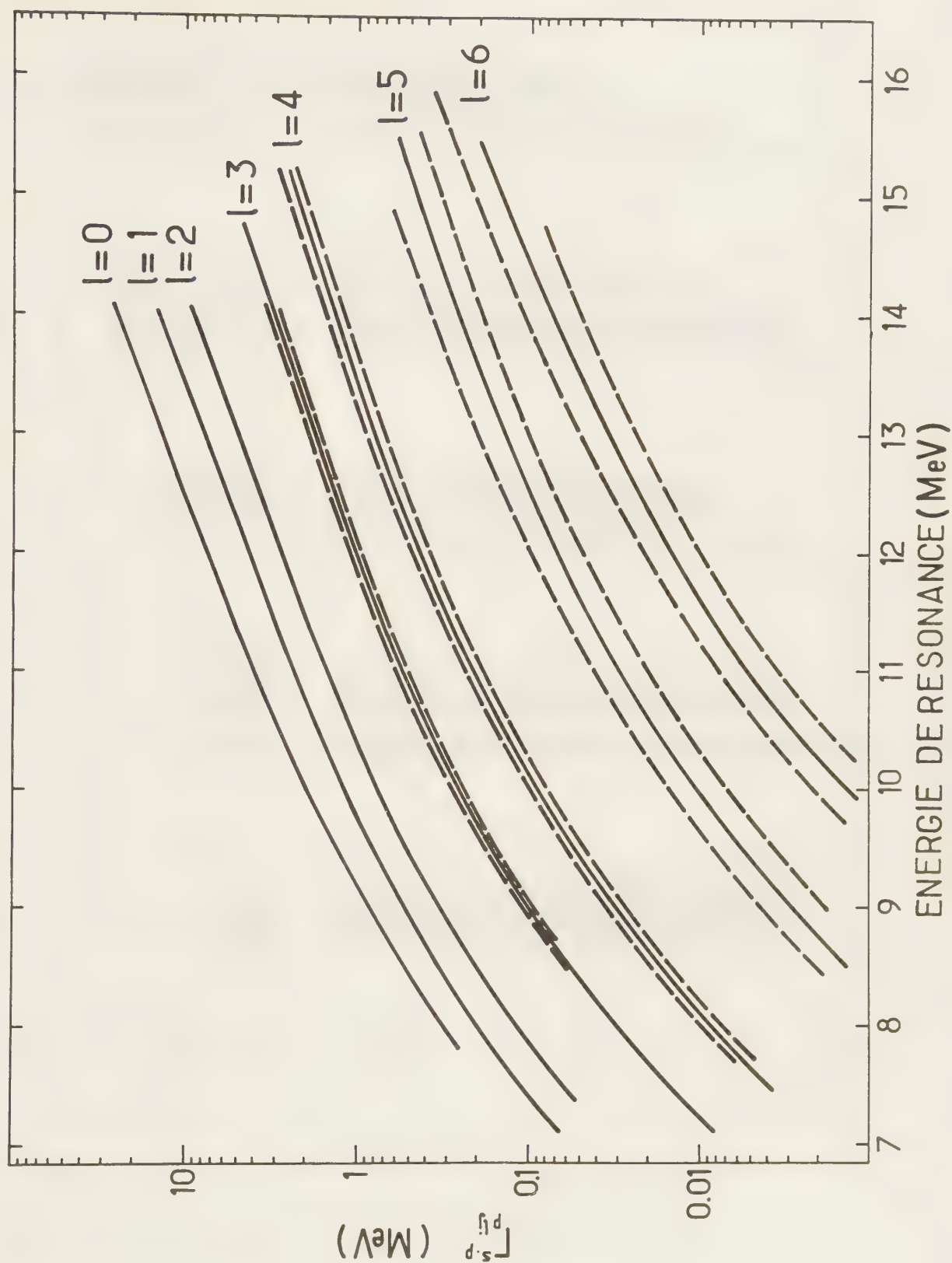


Fig.55

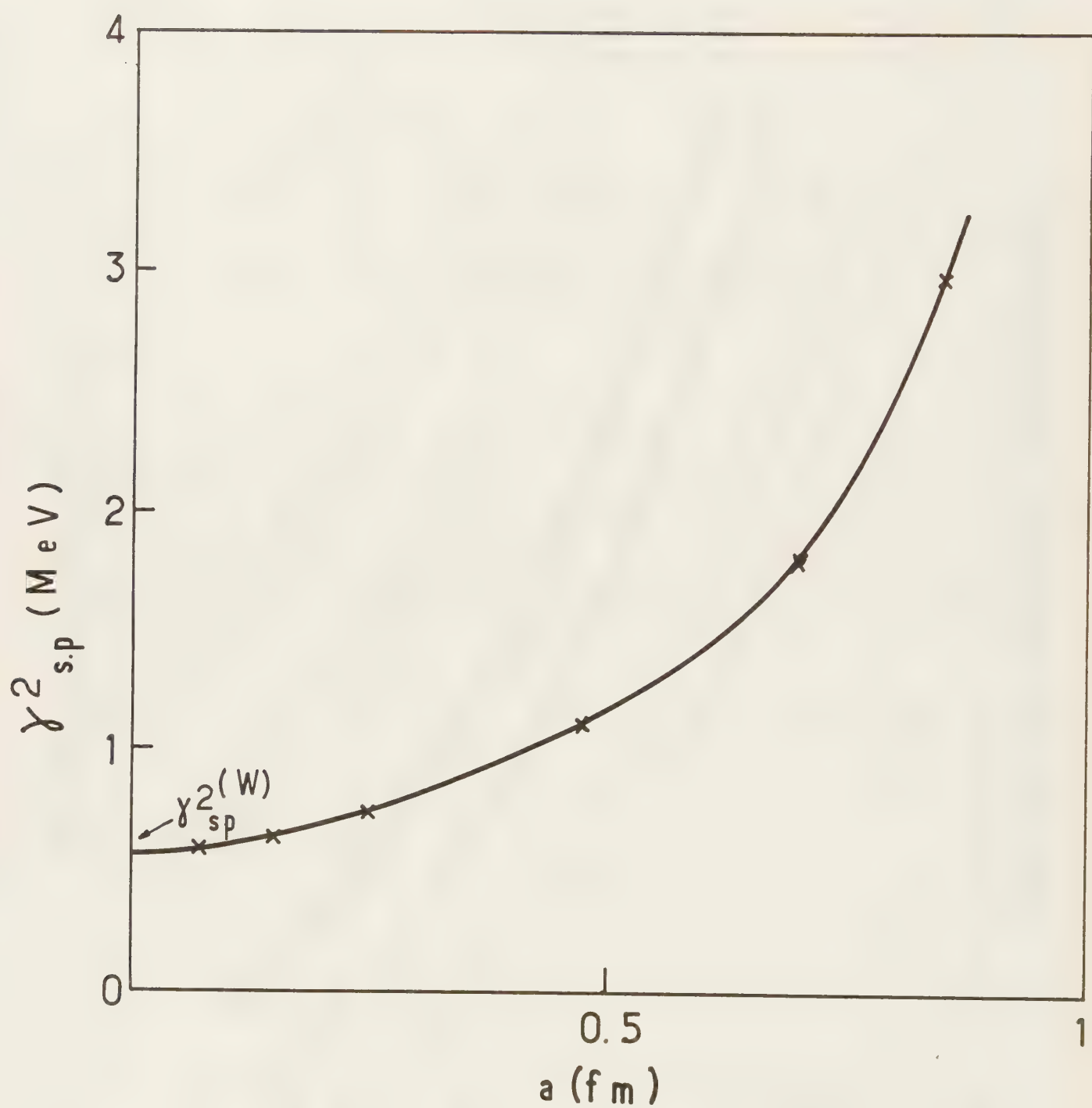


Fig. 56

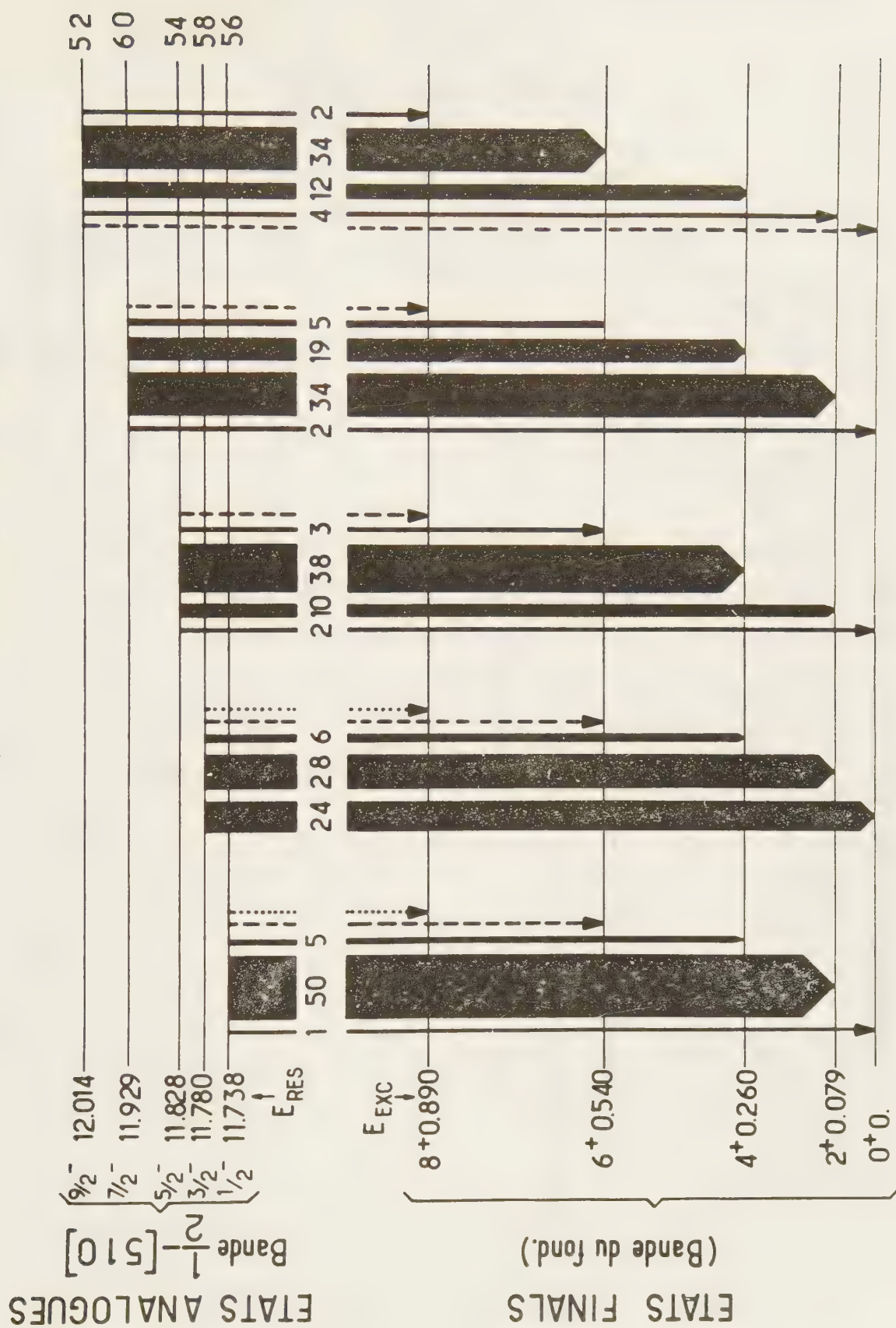
$^{172}\text{Yb} + p$ - LARGE PARTIELLES (keV)

Fig. 57

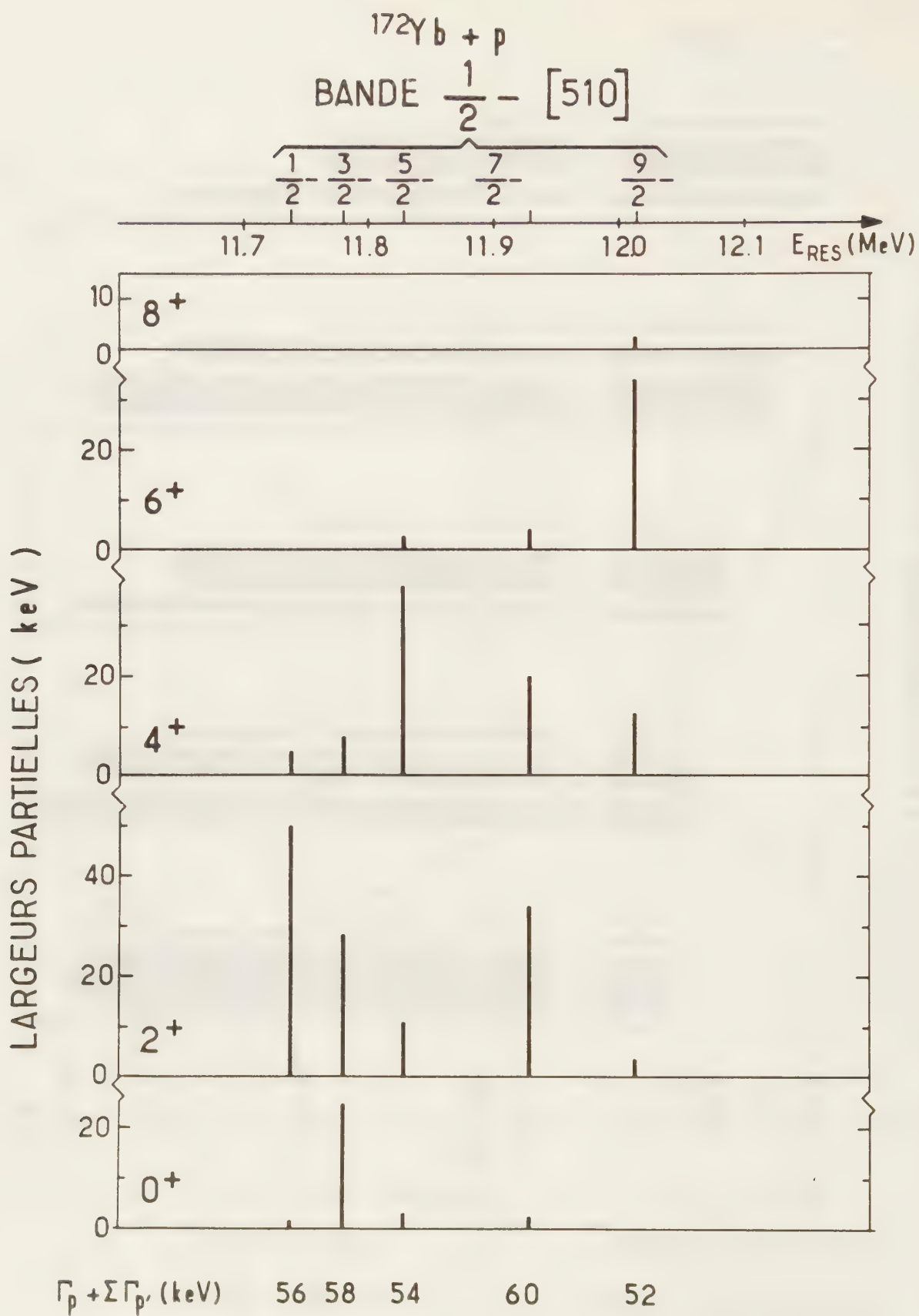


Fig. 58

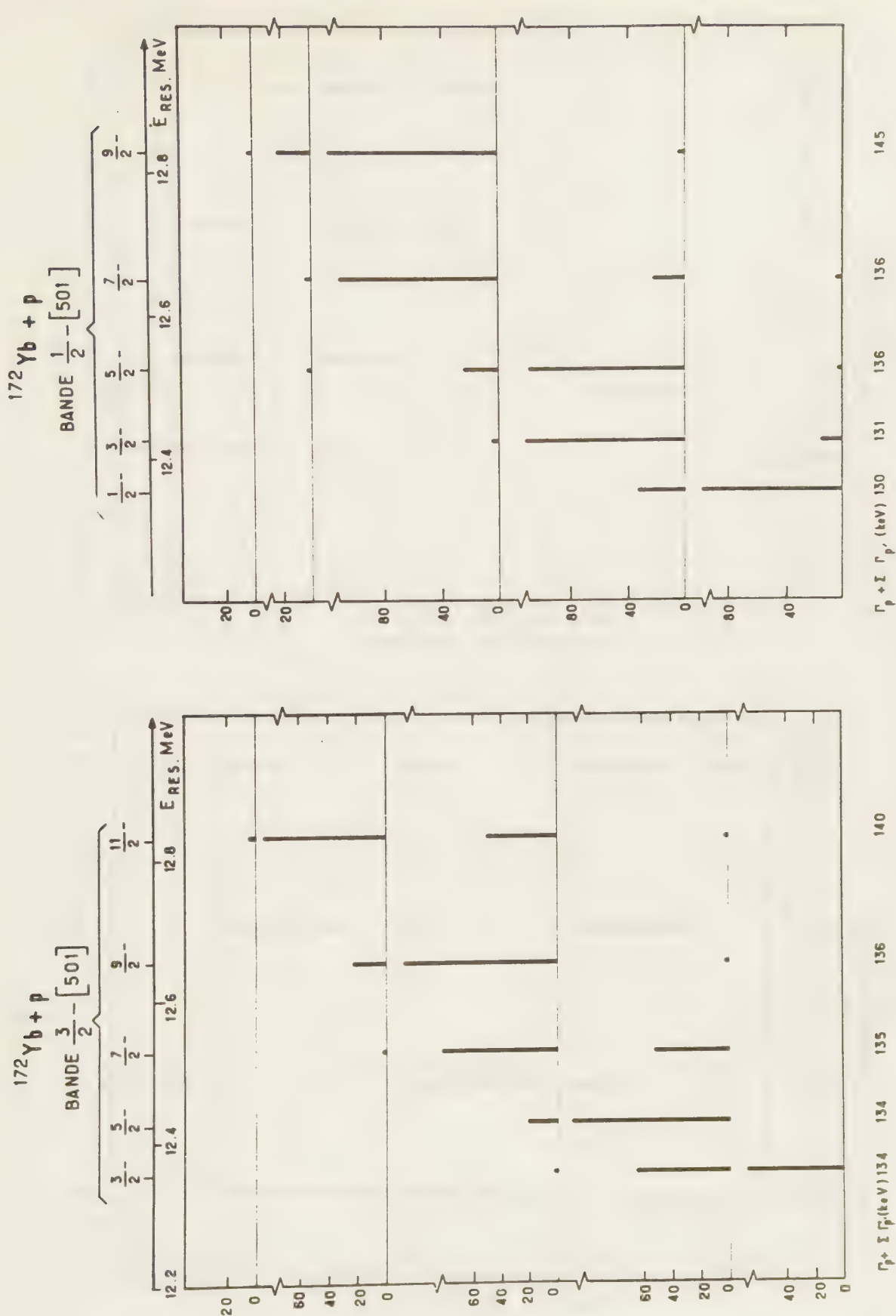


Fig. 59

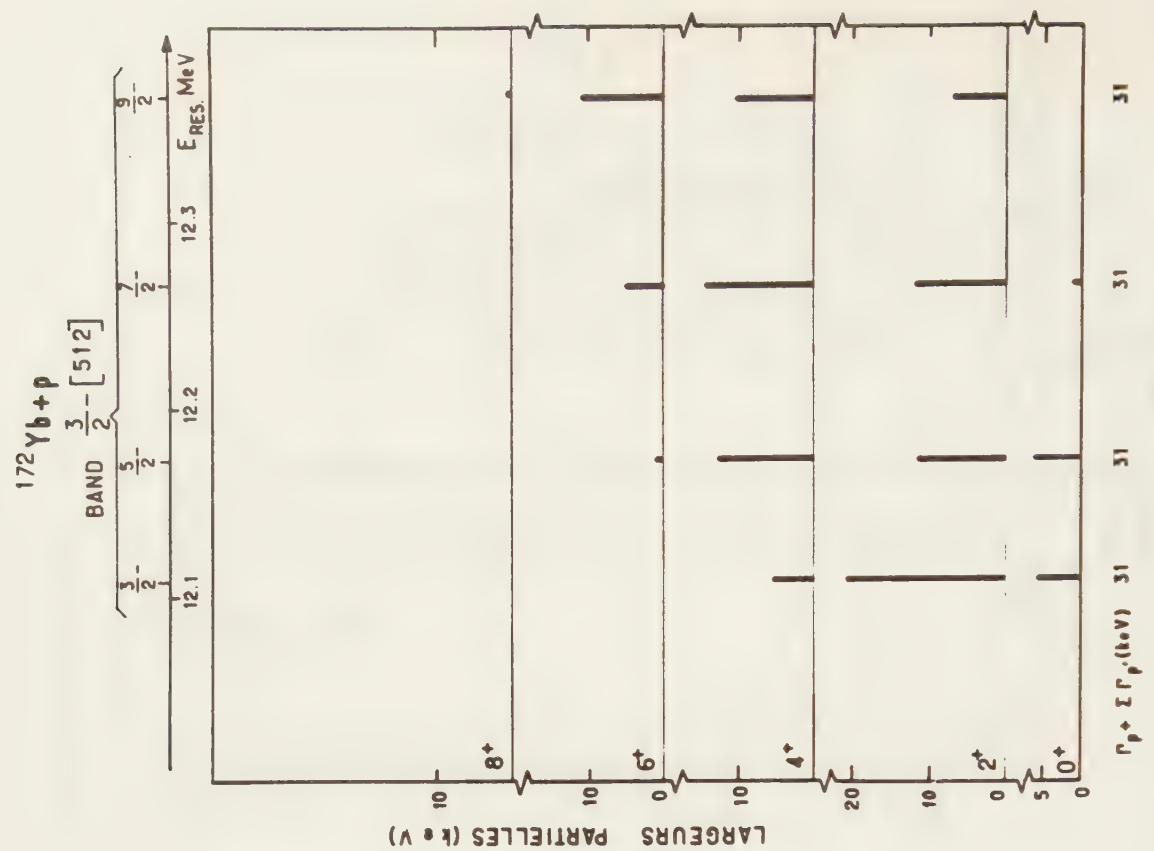
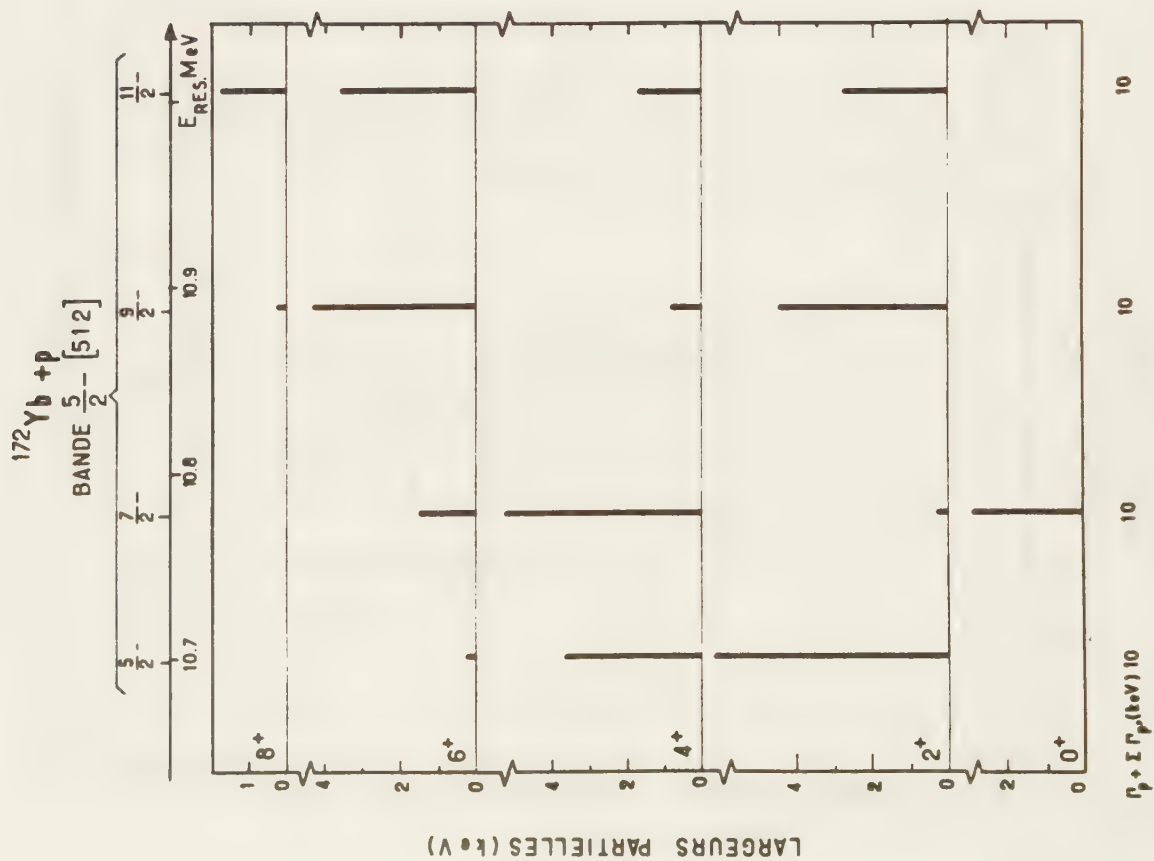


Fig. 60

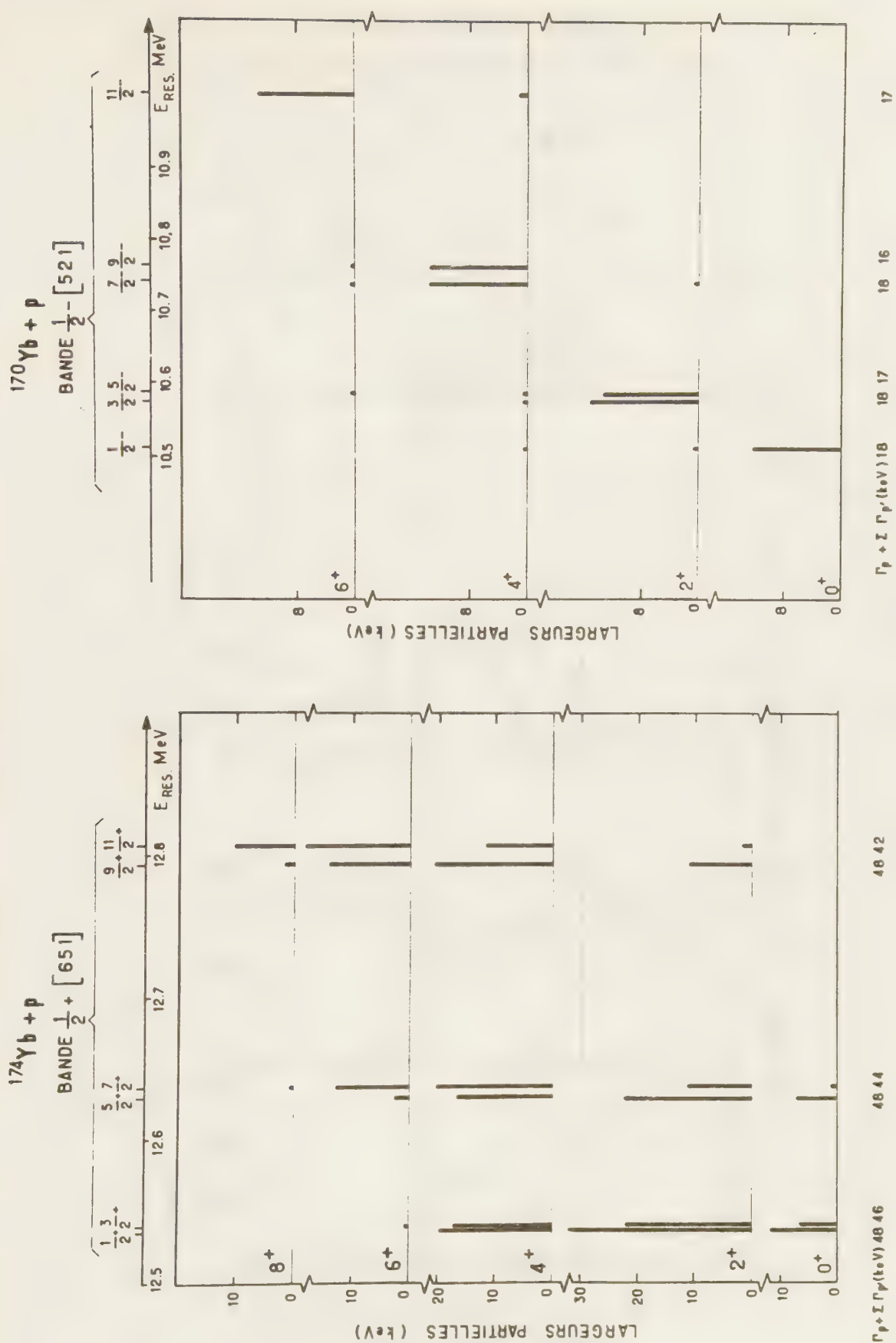


Fig. 61

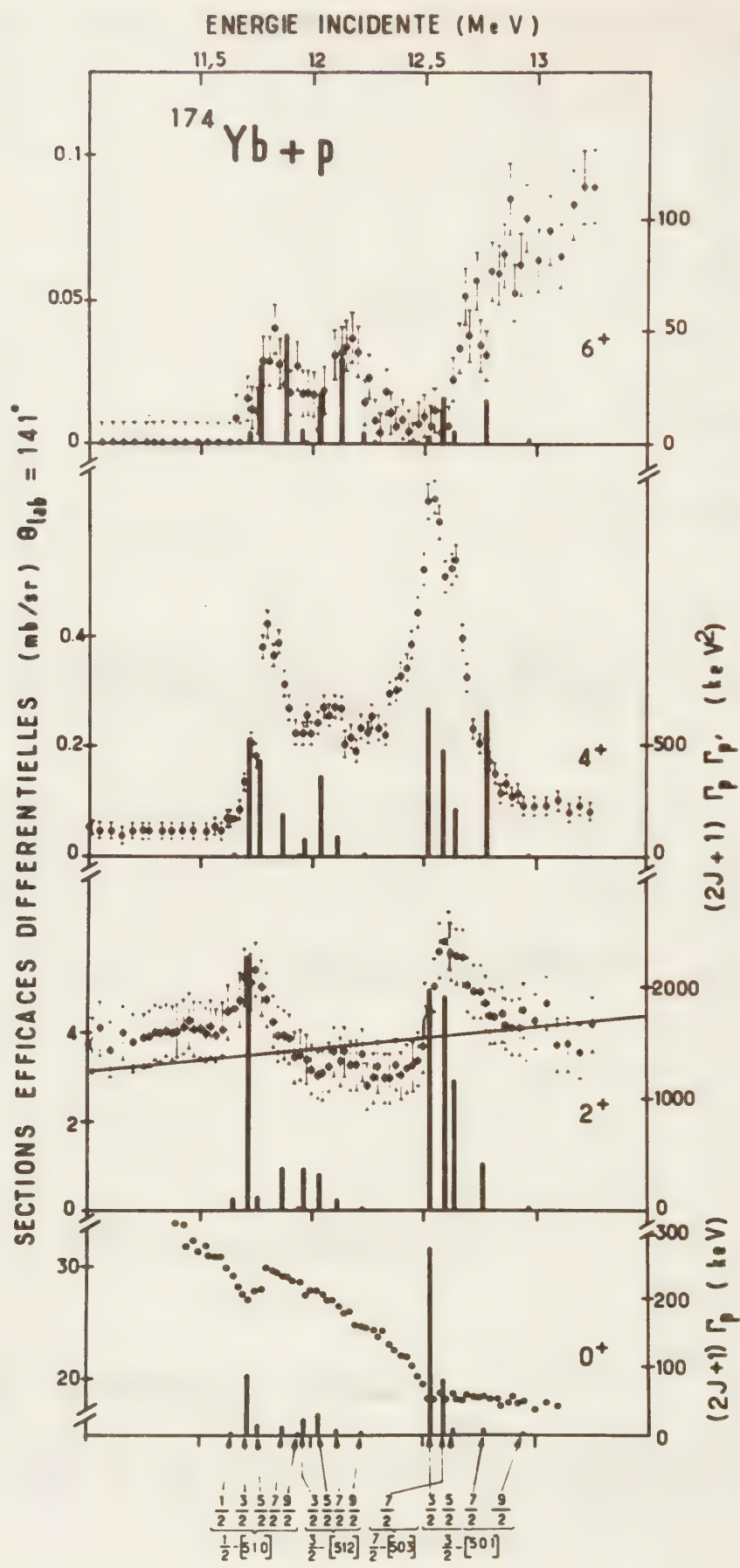


Fig.62

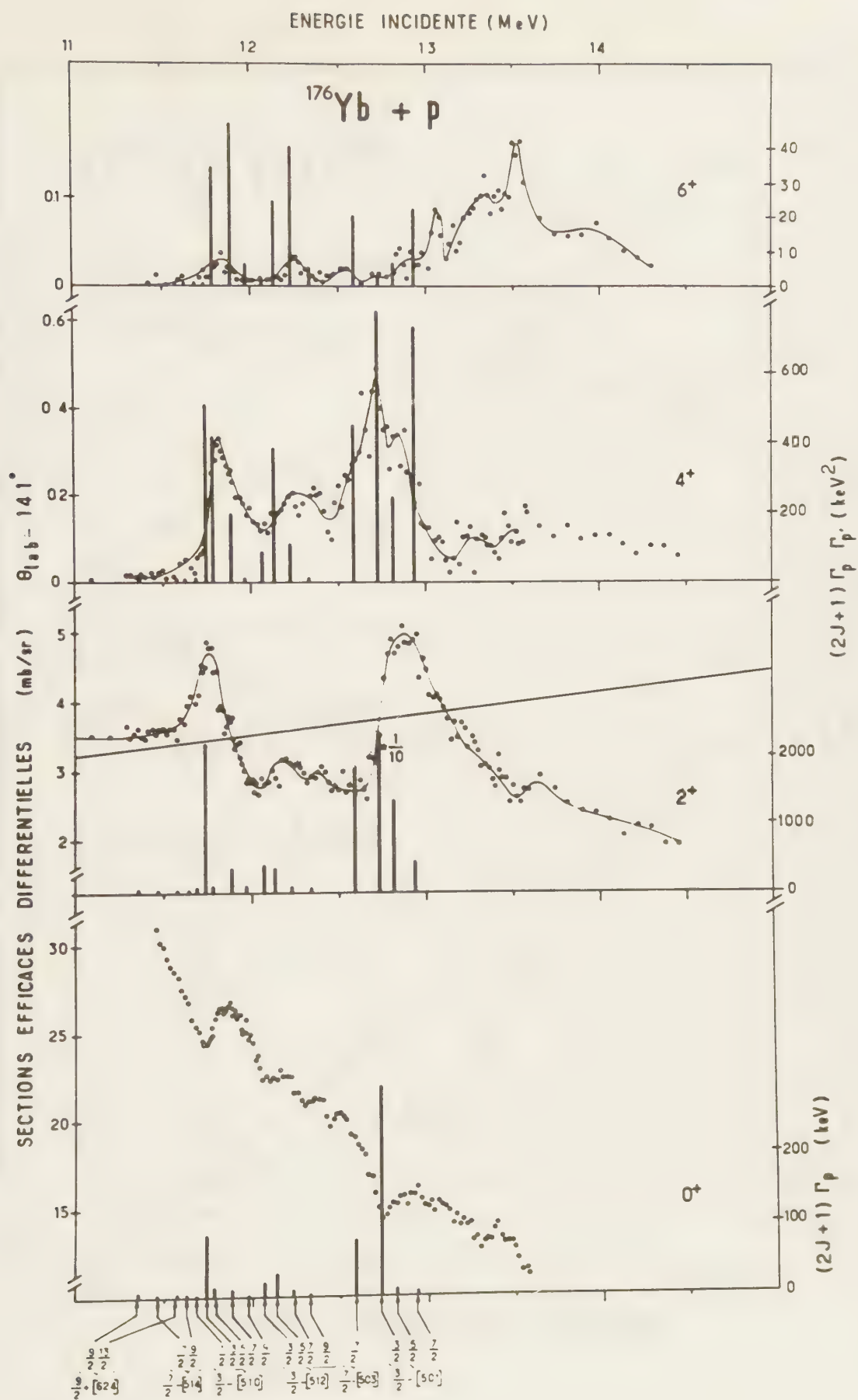


Fig 63

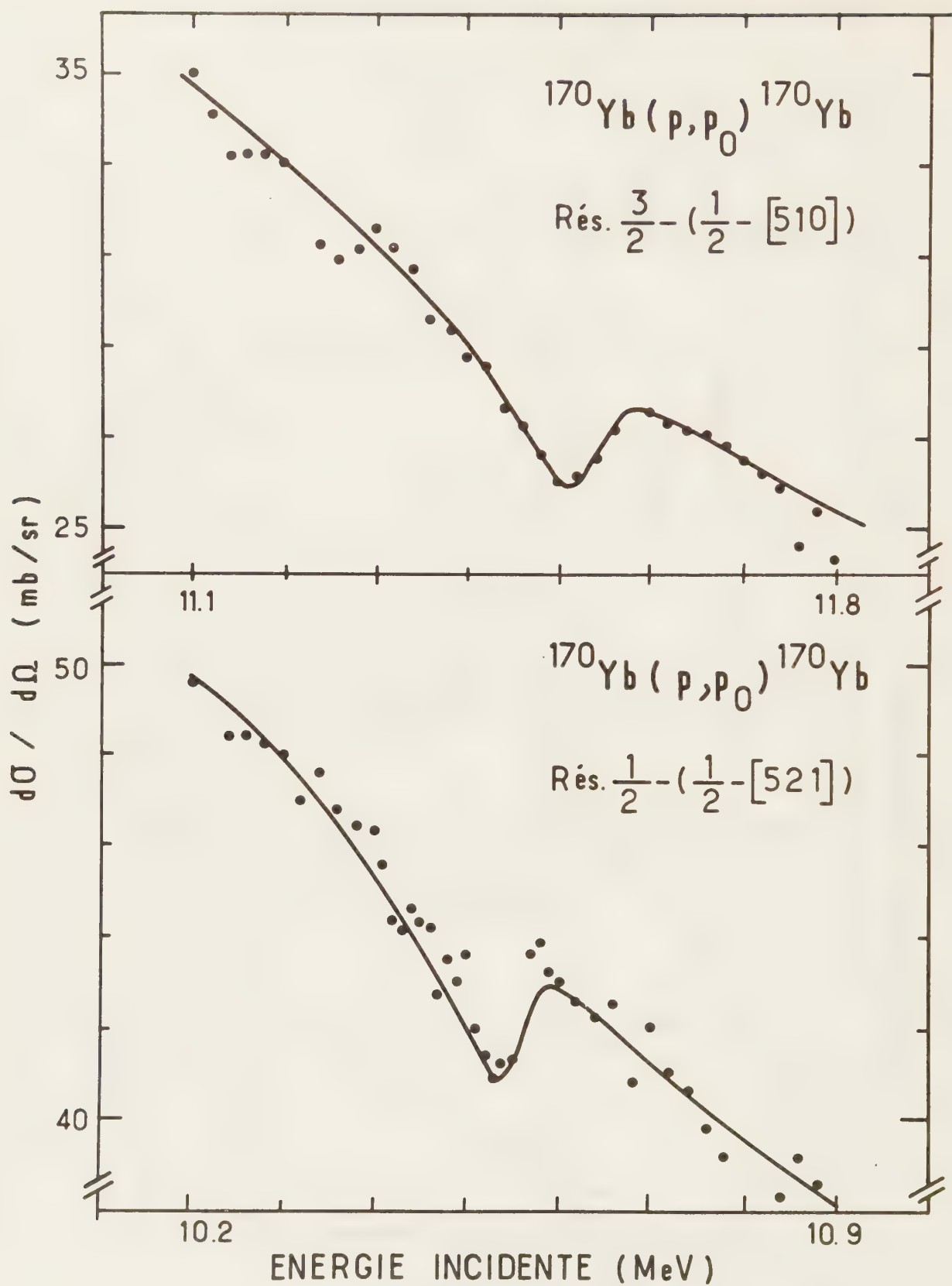


Fig. 64

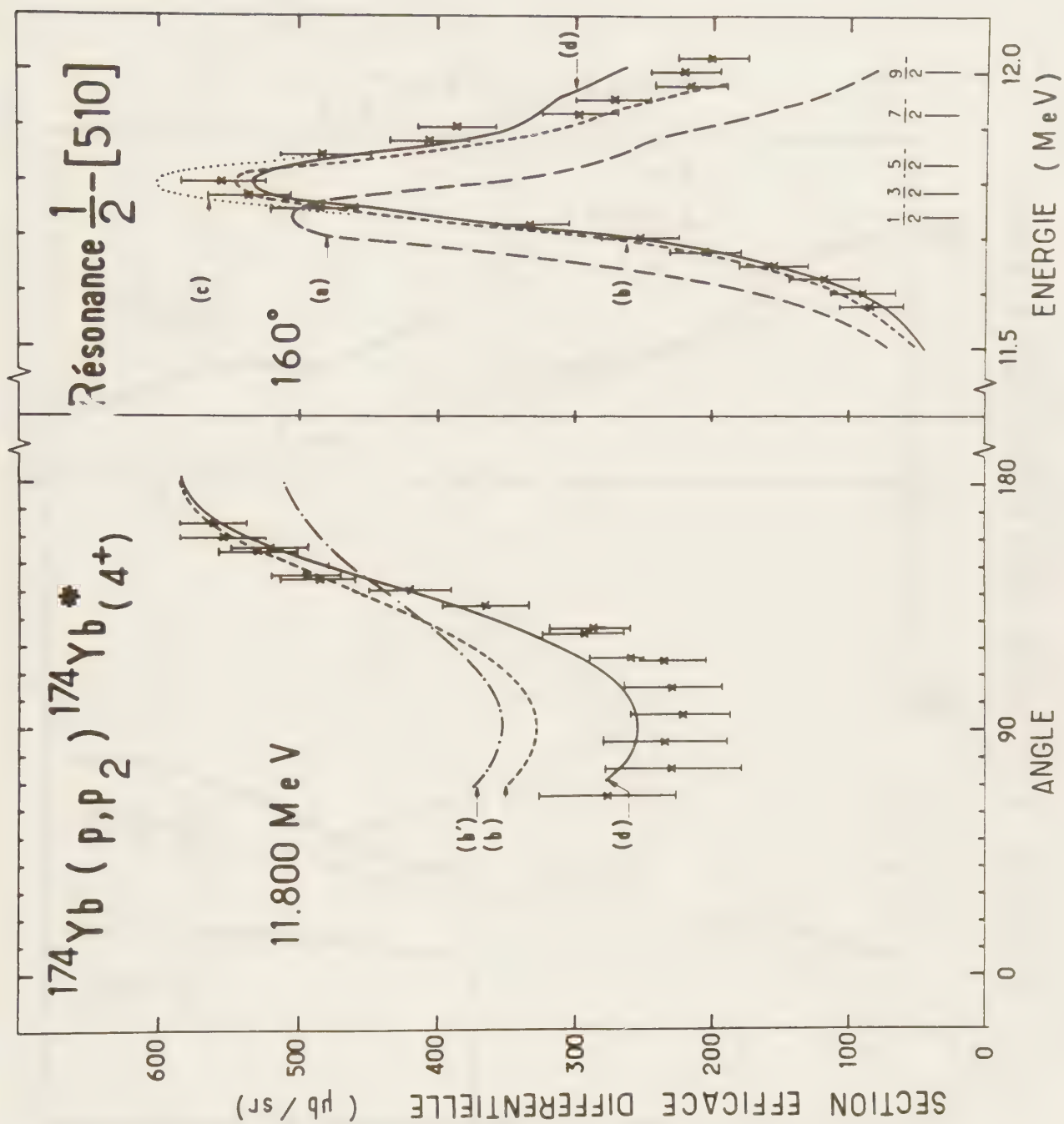


Fig.65

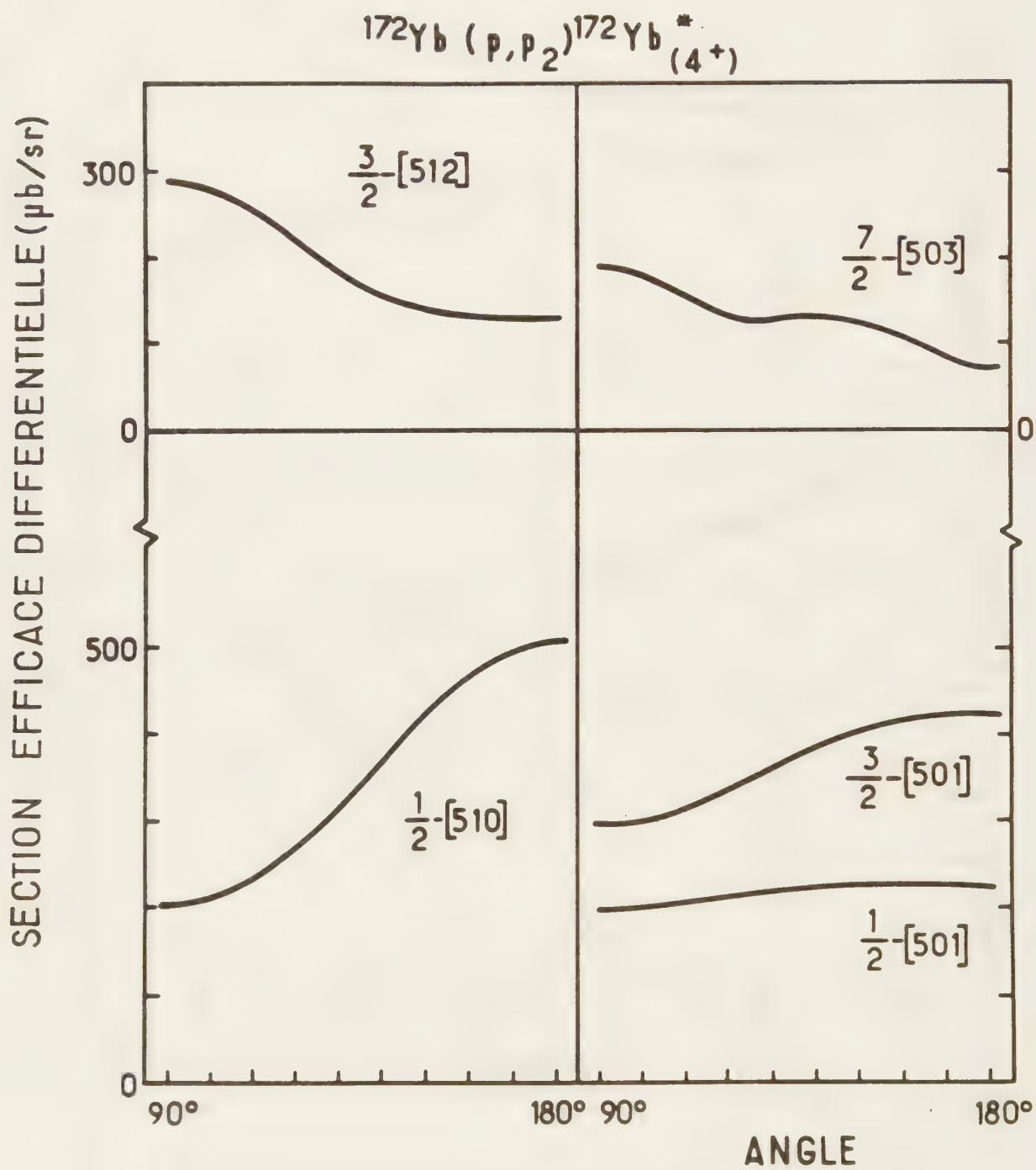


Fig. 66

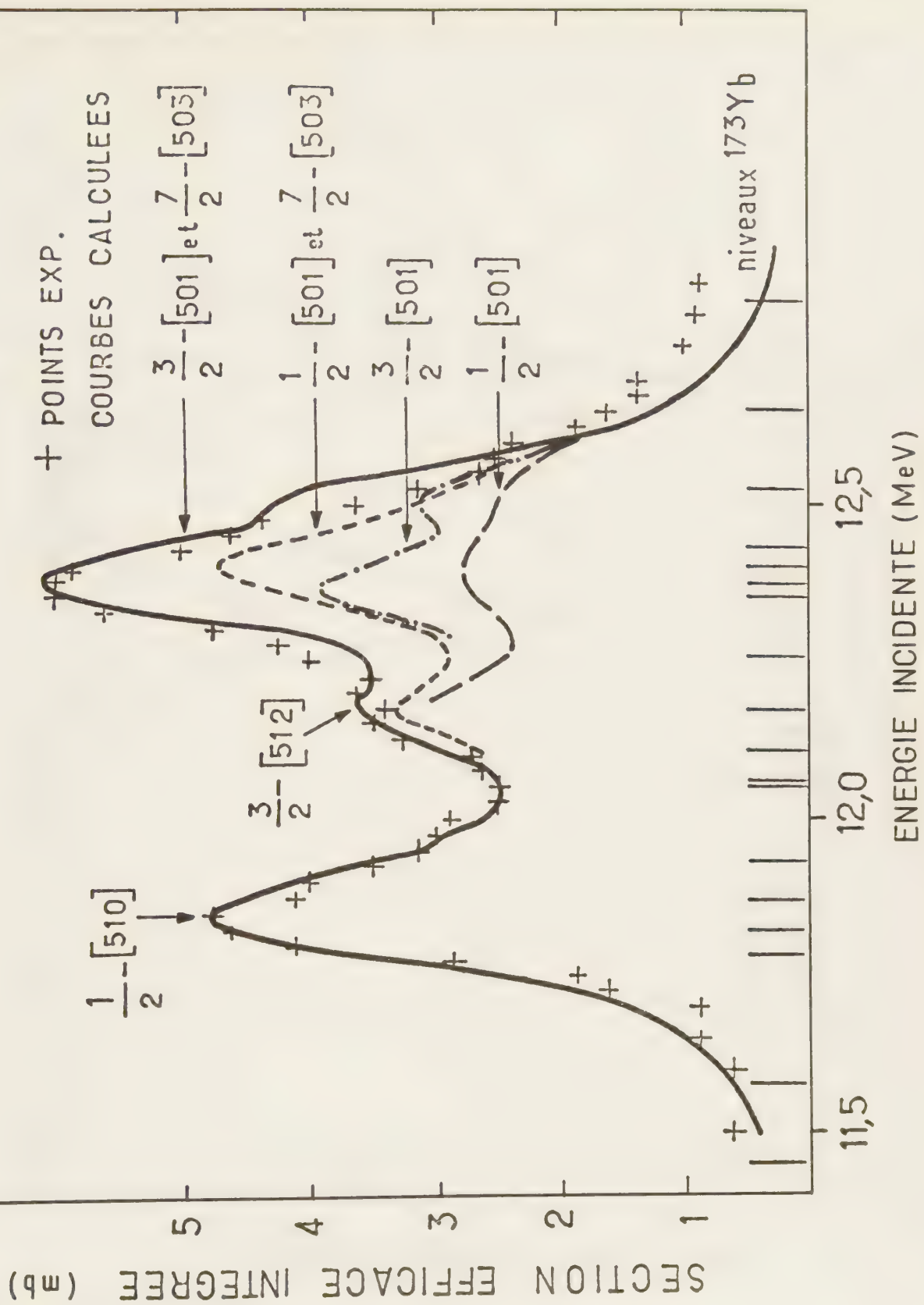


Fig.67

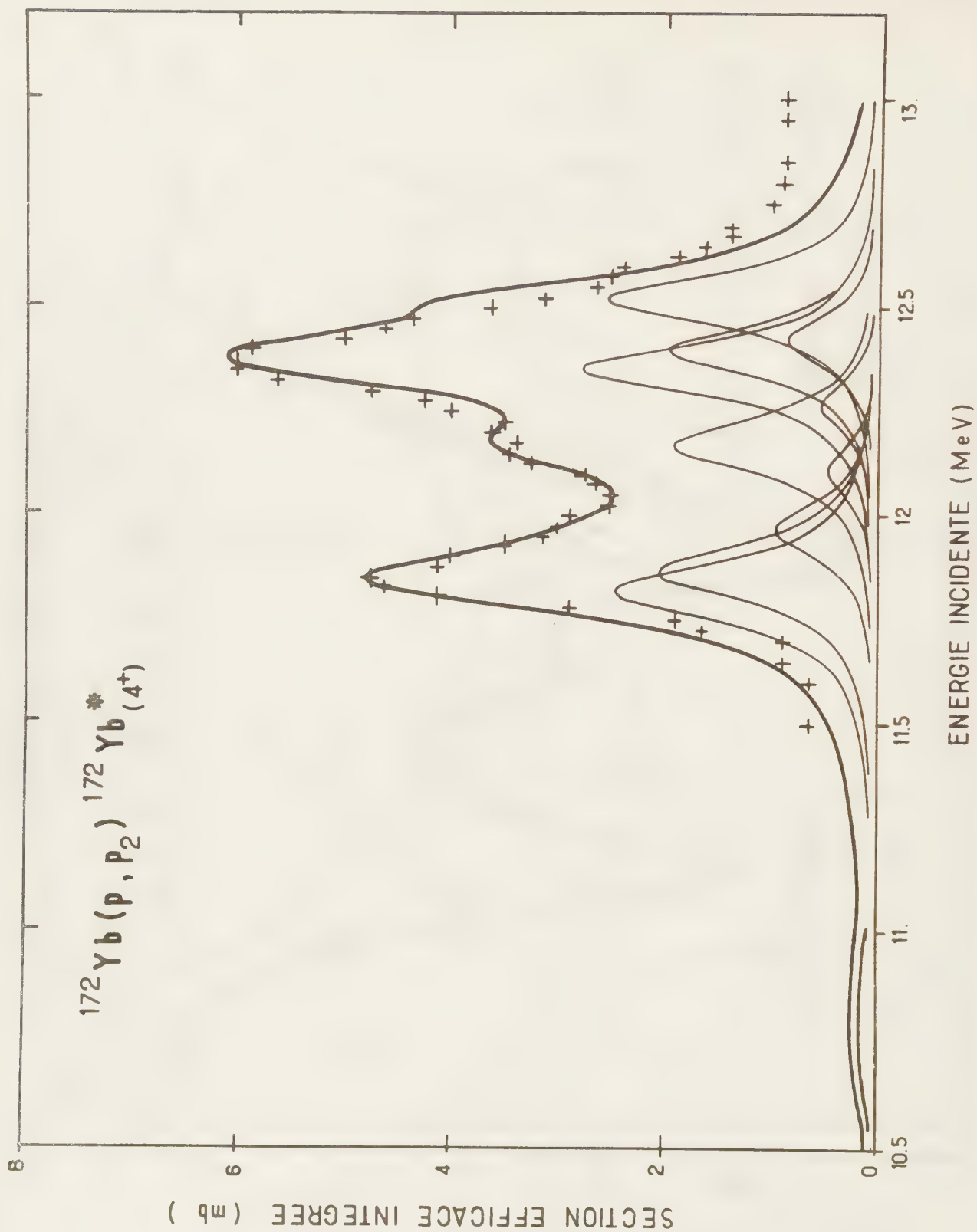


Fig. 68

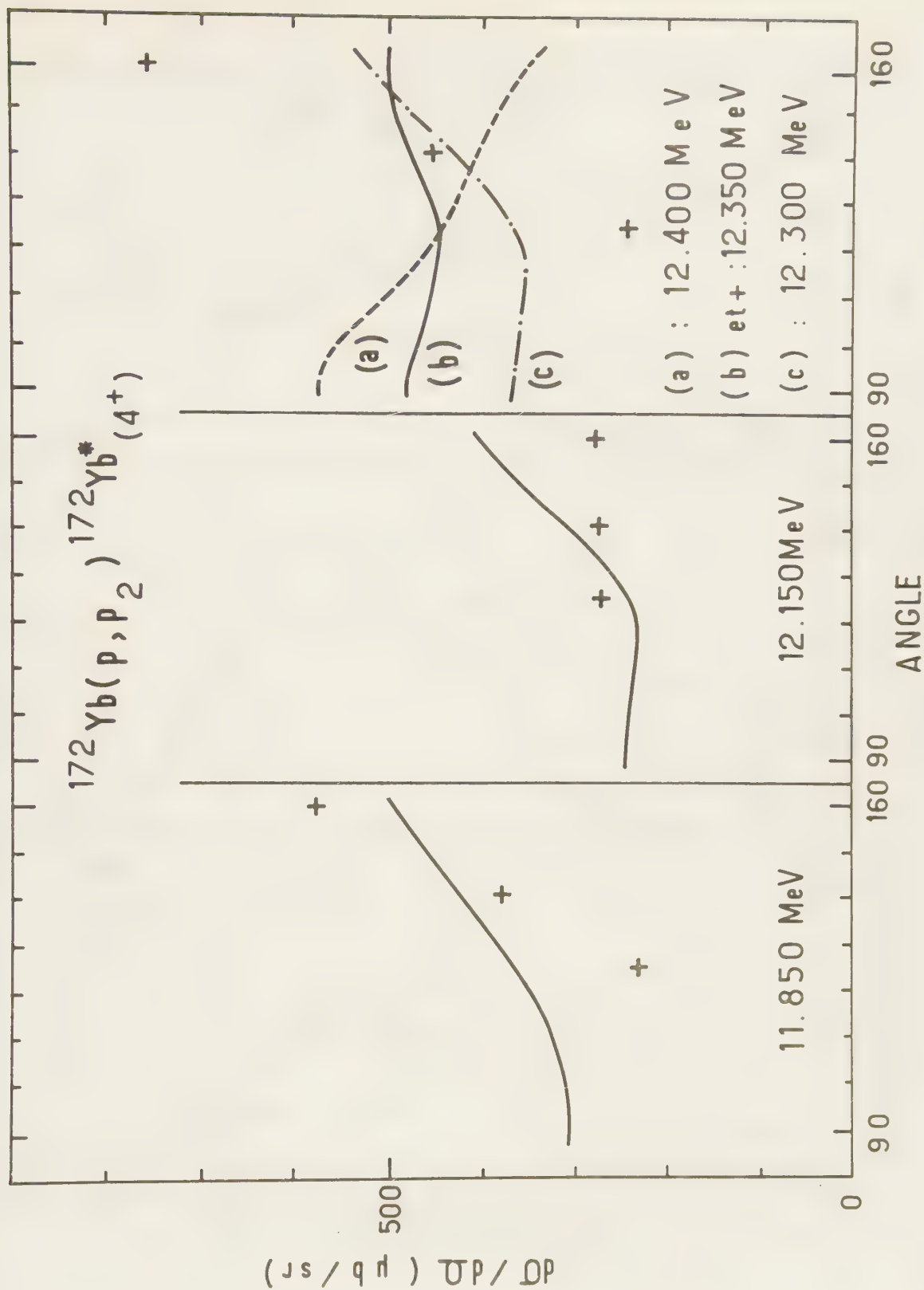


Fig. 69

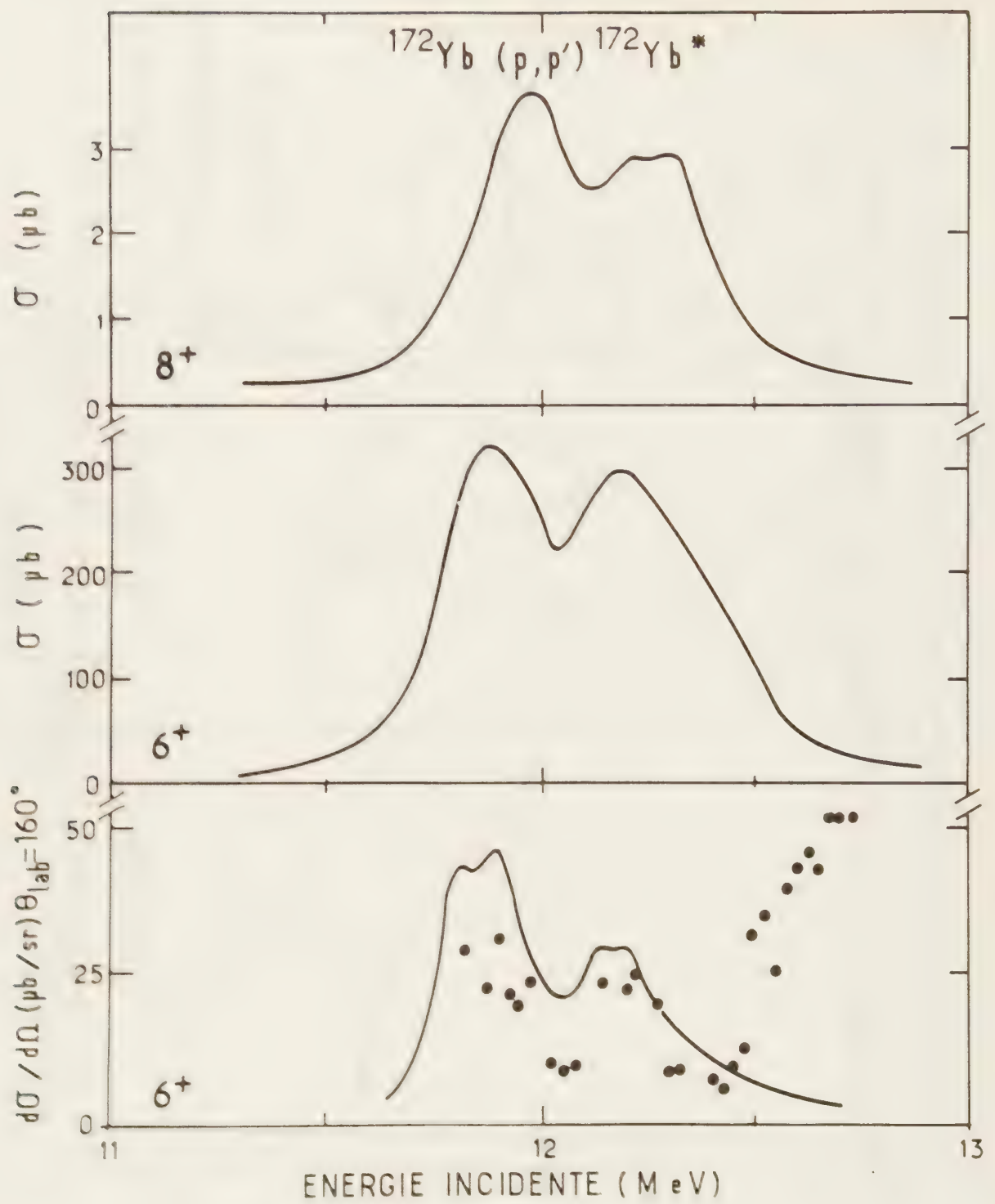


Fig. 70

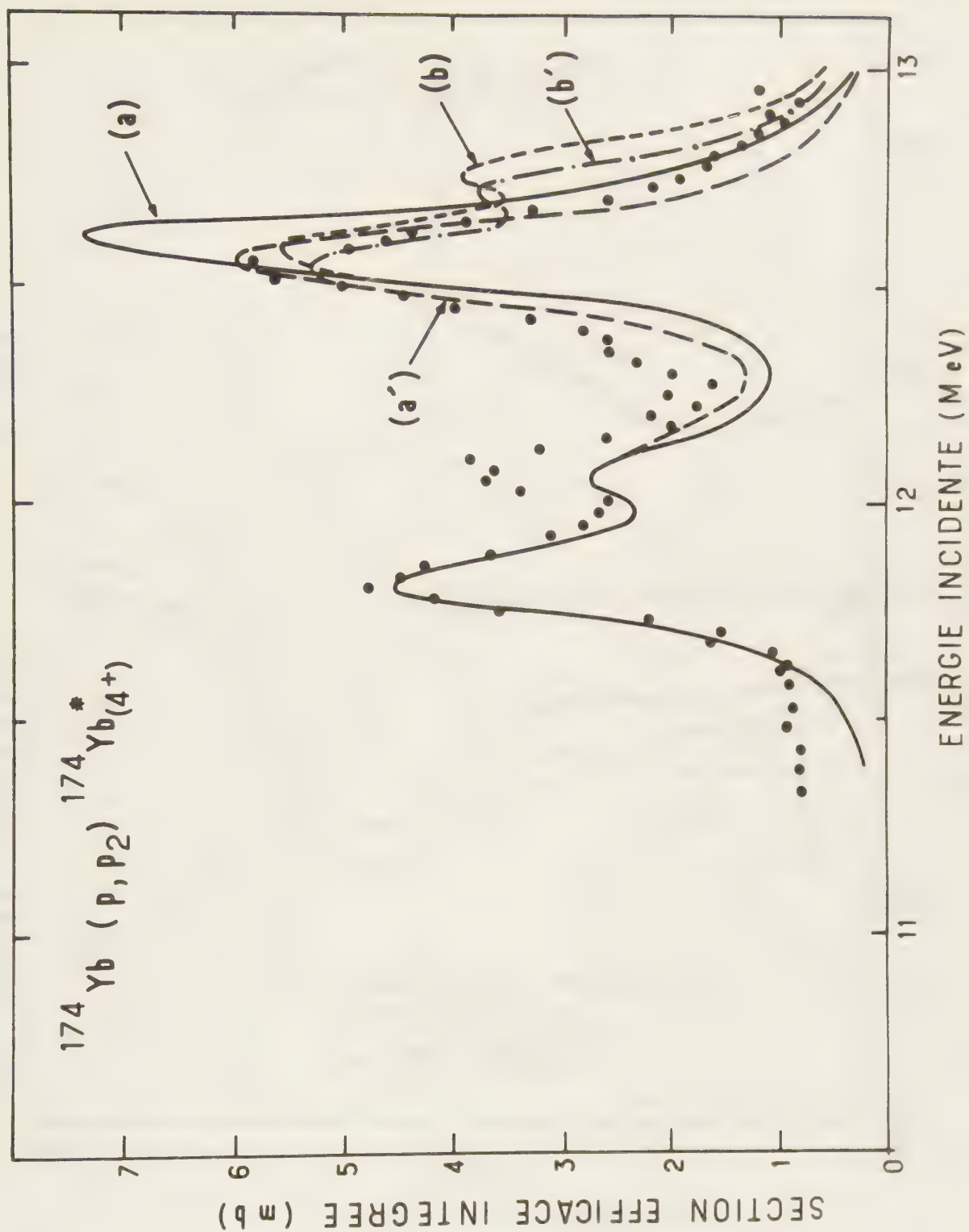


Fig. 71

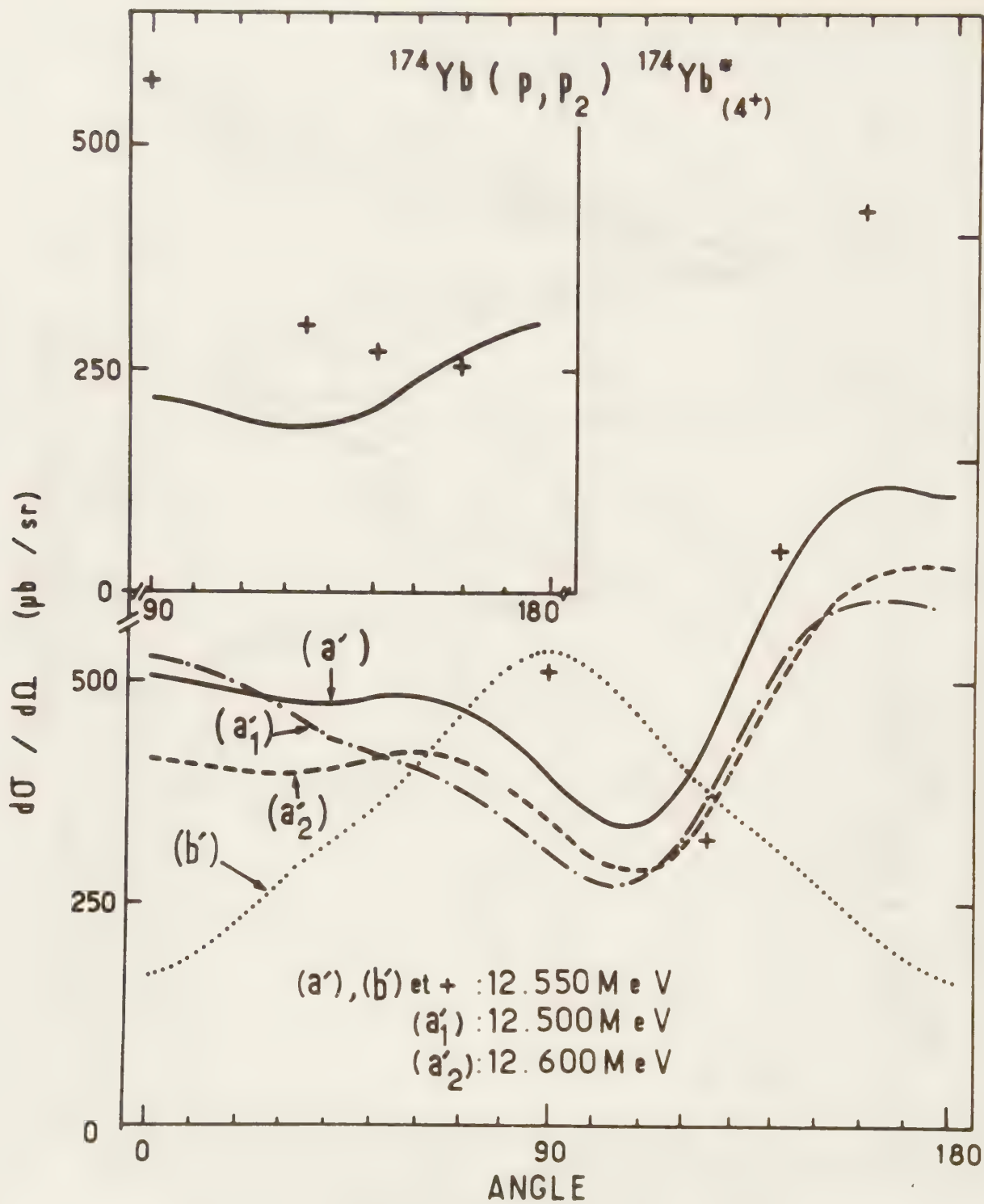


Fig.72

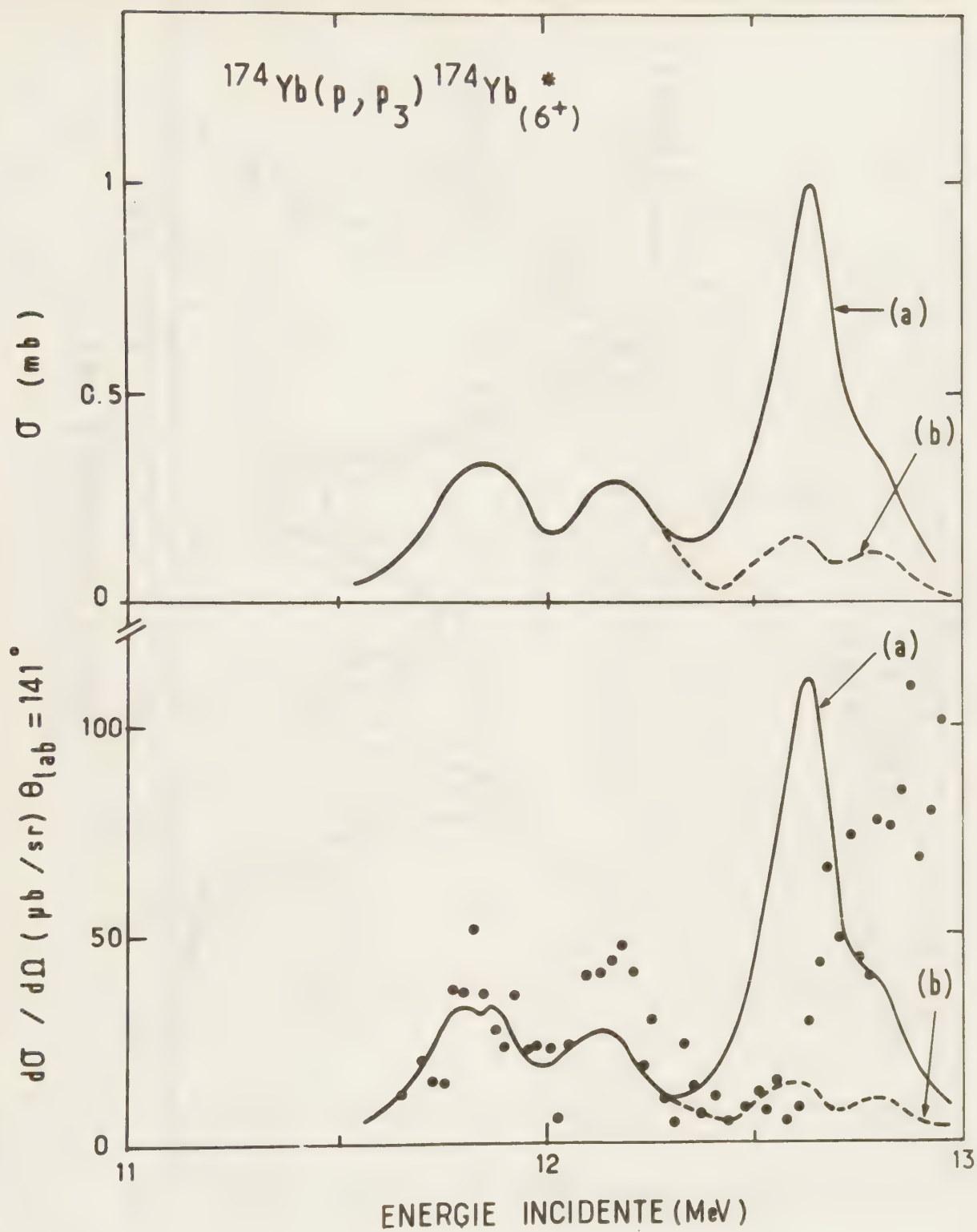


Fig.73

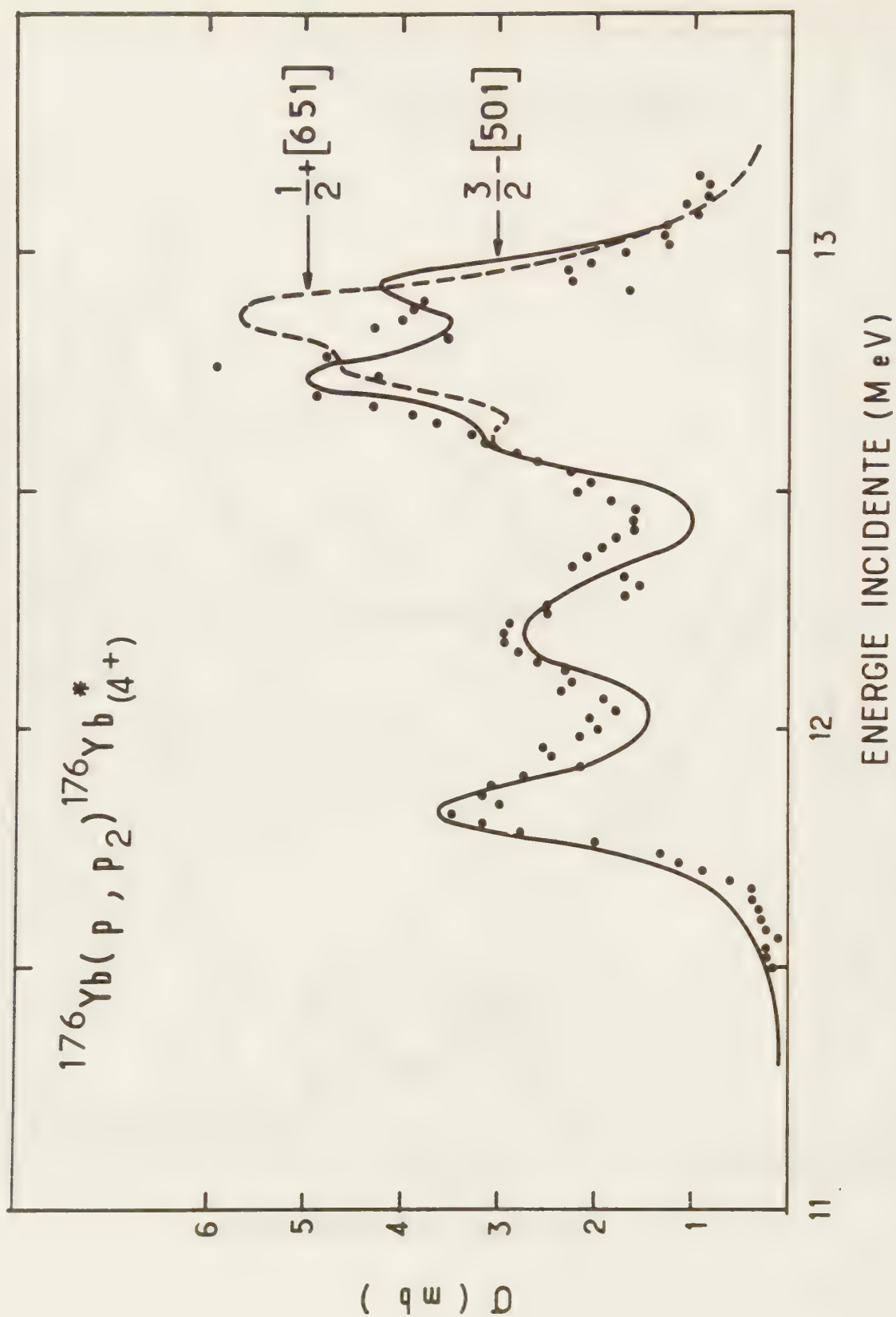


Fig. 74

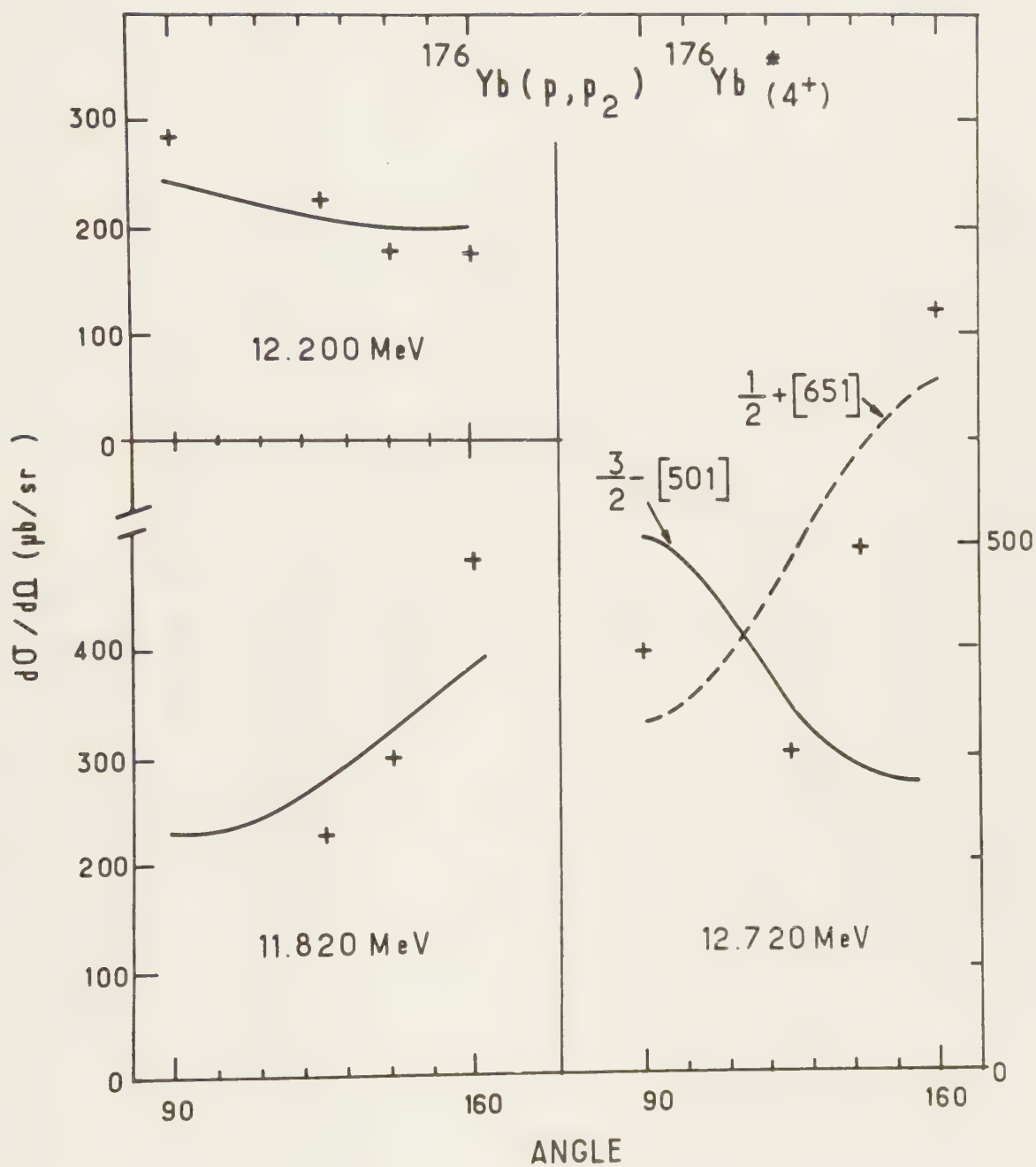


Fig. 75

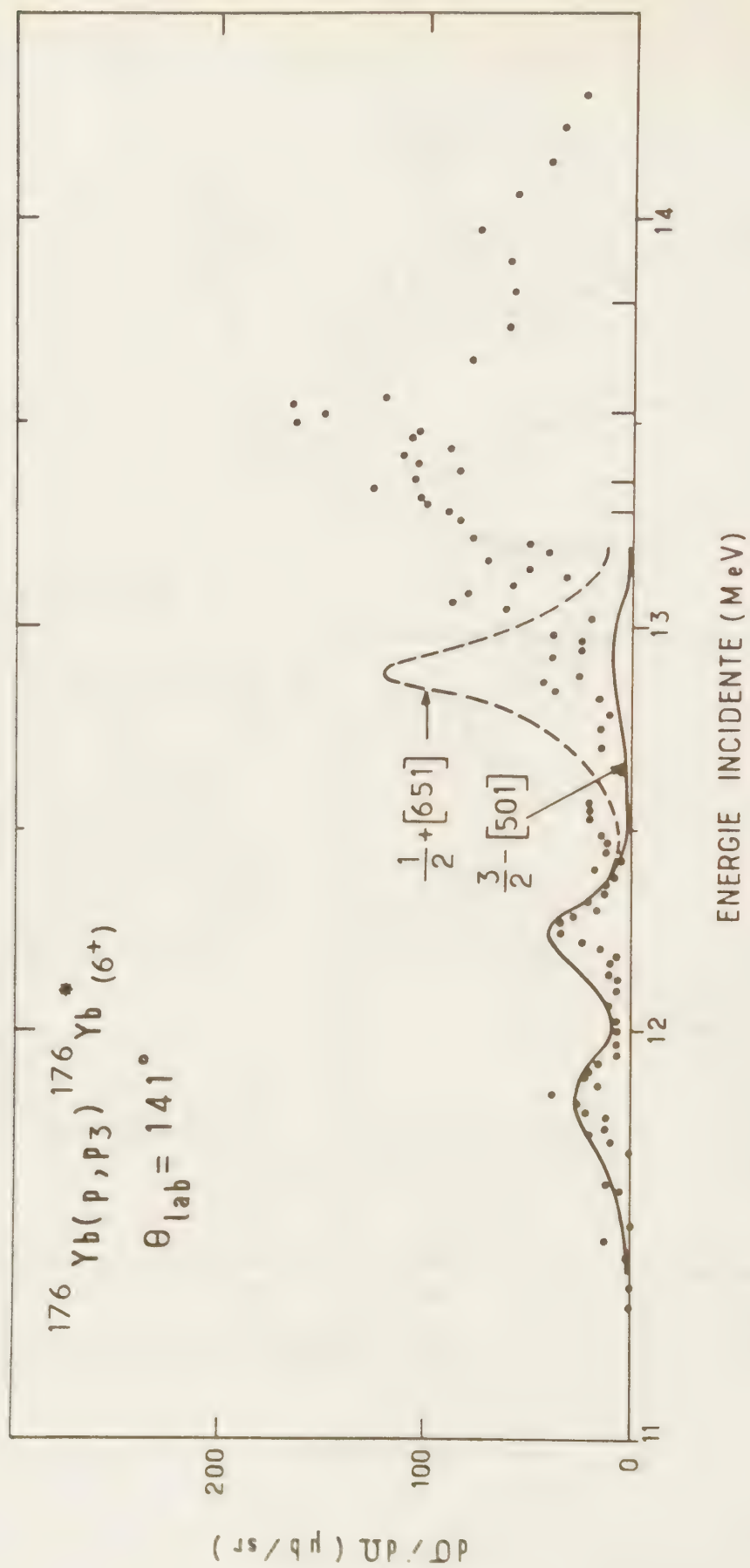


Fig. 76

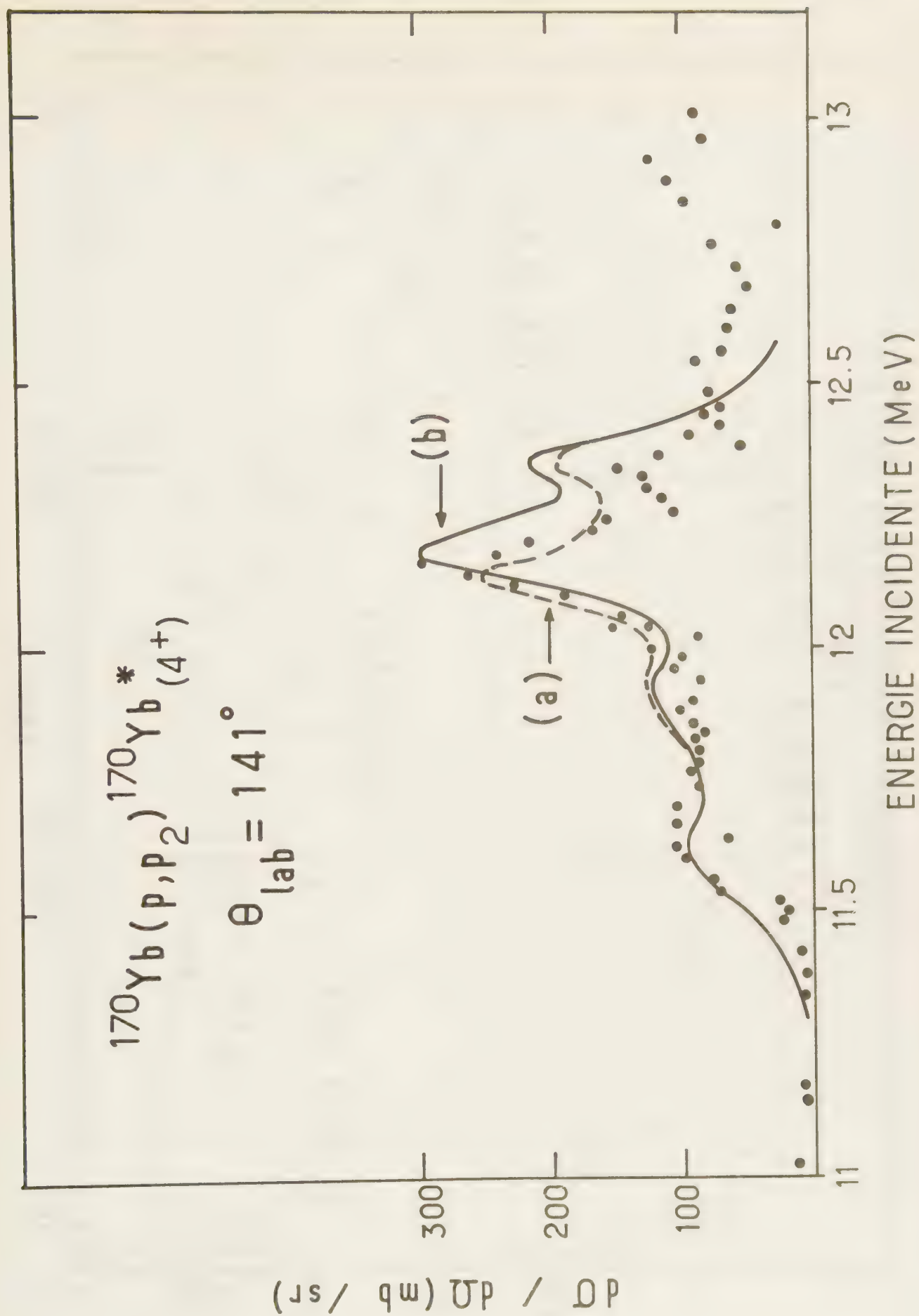


Fig. 77

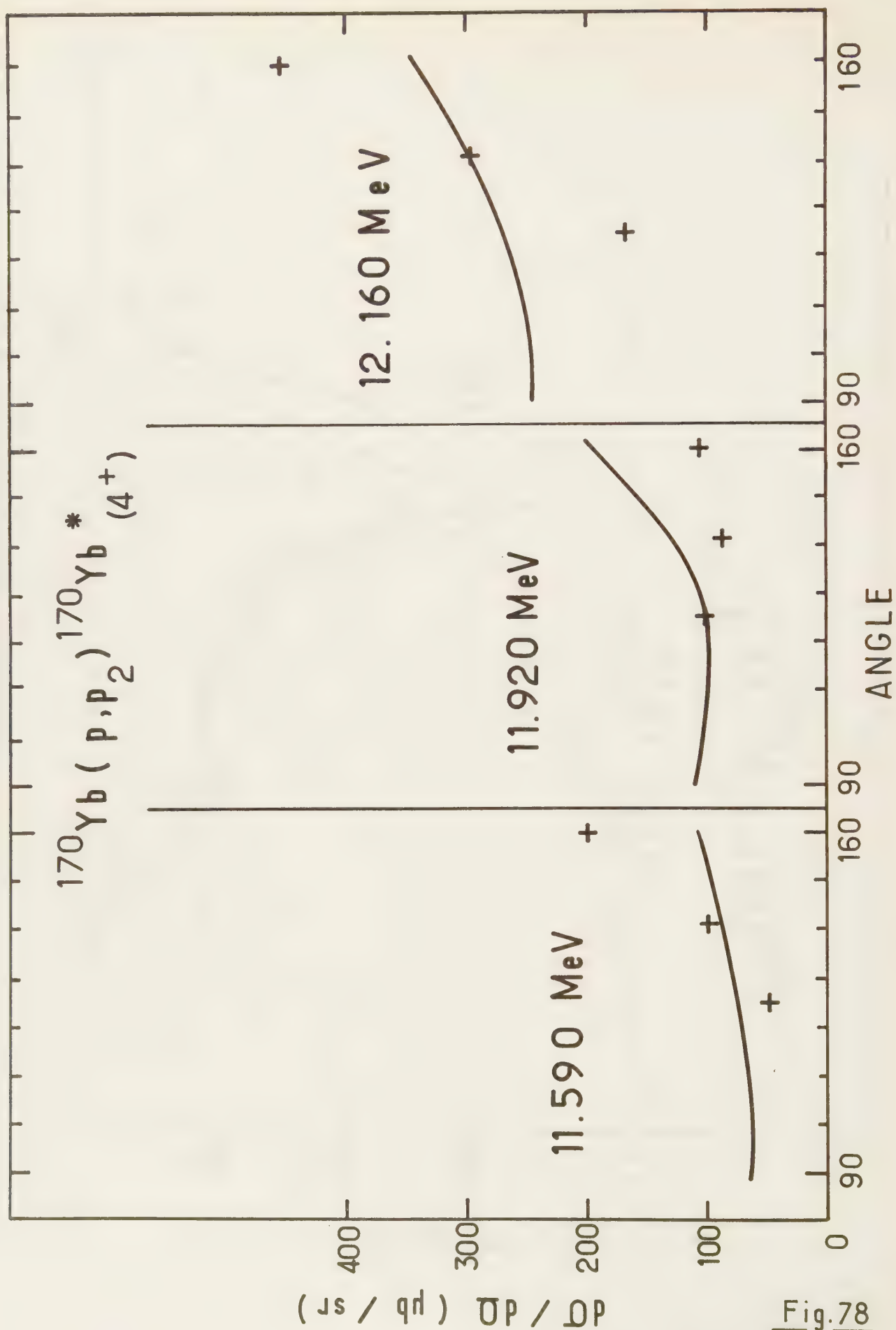


Fig. 78

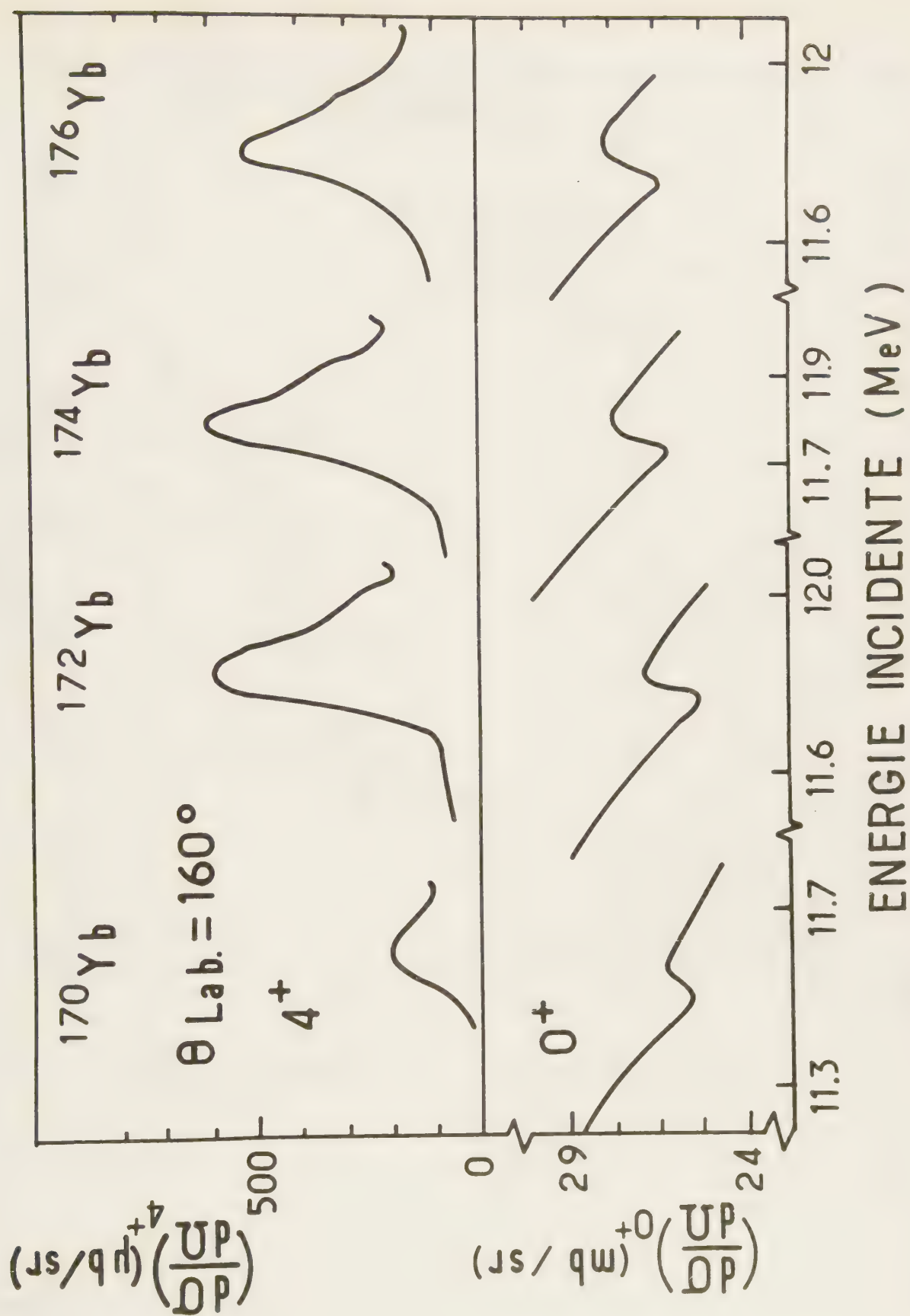


Fig.79

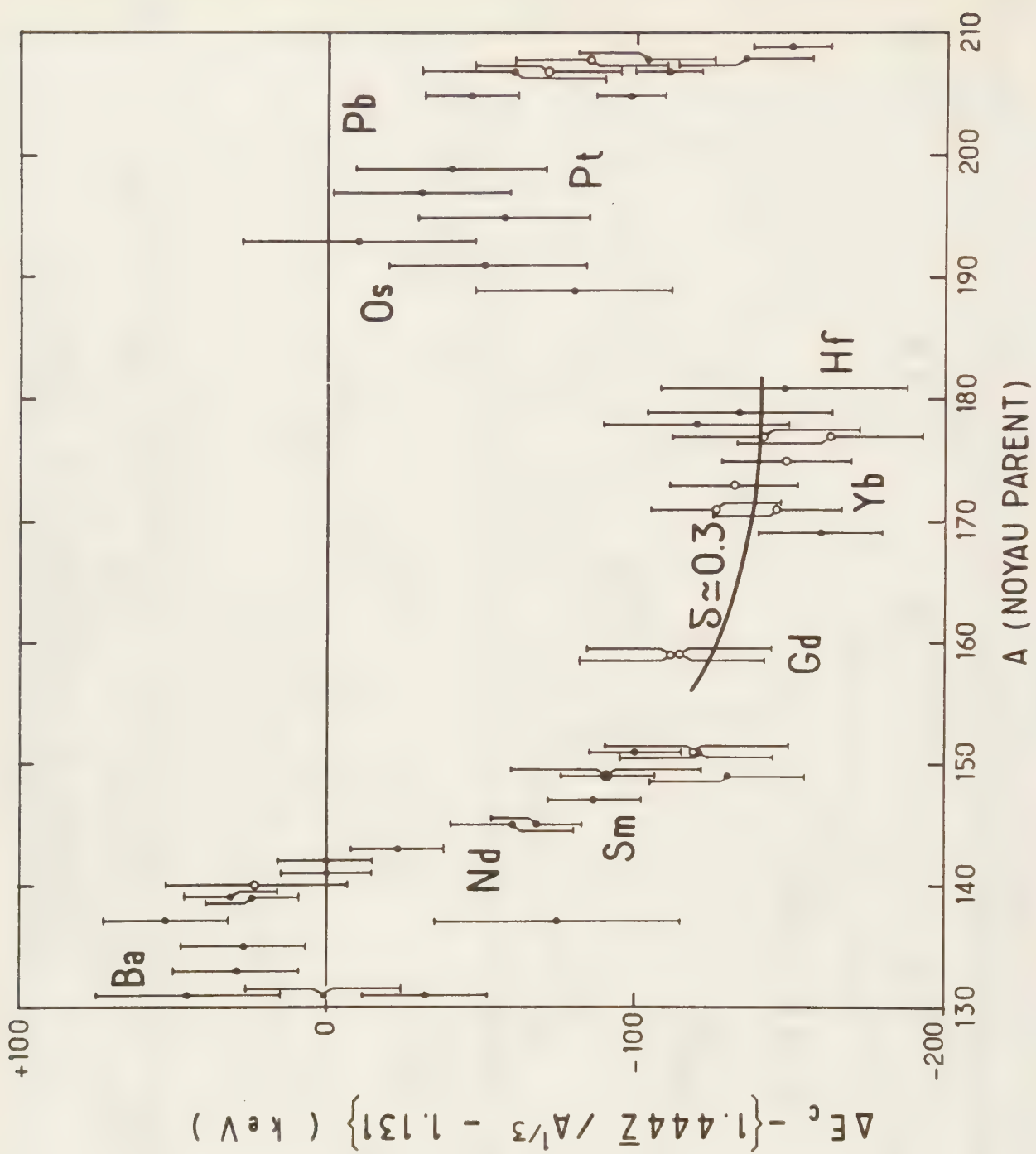


Fig.80

